# BERECHNUNG DER REFLEXIONSEIGENSCHAFTEN VERSCHIEDENER IONOSPHÄRENMODELLE GEGENÜBER LÄNGSTWELLEN UND DER DARAUS RESULTIERENDEN EMPFANGSFELDSTÄRKEN ZWISCHEN 350 und 900 km SENDERENTFERNUNG

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Werner Degenhardt
aus Kassel

Göttingen 1974

# Berechnung der Reflexionseigenschaften verschiedener Ionosphärenmodelle gegenüber Längstwellen und der daraus resultierenden Empfangsfeldstärken zwischen 350 und 900 km Senderentfernung

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von
Werner Degenhardt
aus Kassel

Göttingen 1974

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

D 7

| | |
|---|---|
| Referent : | Prof. Dr. W. Dieminger |
| Korreferent : | Prof. Dr. M. Siebert |
| Tag der mündlichen Prüfung : | 3. Juli 1974 |

Inhaltsverzeichnis


Seite

1. Einleitung 1

2. Messungen 3

2.1. Gewinnung der Daten 3
2.2. Typische Tagesgänge 4
2.3. Gestörte Tagesgänge 8

3. Berechnung der ionosphärischen Reflexionskoeffizienten für Längstwellen 10

3.1. Die grundlegenden Gleichungen 11
3.2. Die Reflexionskoeffizientenmatrix 15
3.3. Der Anfangswert 17
3.4. Das Rechenprogramm 18

4. Berechnung der Empfangsfeldstärke 21

4.1. Ebener Wellenleiter 21

4.1.1. Das Feld eines Längstwellensenders 21
4.1.2. Die Strahlensumme im Wellenleiter konstanter Höhe 22
4.1.3. Bodenwellenausbreitung über ebener Erde 24
4.1.4. Empfangsfeldstärke im ebenen Wellenleiter konst. Höhe 25

4.2. Gekrümmter Wellenleiter 27

4.2.1. Bodenwellenausbreitung über gekrümmter Erde 27
4.2.2. Empfangsfeldstärke im gekrümmten Wellenleiter konstanter Höhe 29

4.3. Die Triangulationshöhe $H_{TR}$ des Wellenleiters 31

Seite

4.4. Empfangsfeldstärke im sphärischen Wellenleiter mit einfallswinkelabhängigen Triangulationshöhen 33

4.5. Bemerkungen zum Rechenprogramm 37

5. Ergebnisse der Reflexionskoeffizienten- und Feldstärkeberechnung 38

5.1. Exponentielle Elektronendichteprofile 38

5.1.1. Elektronendichteprofil vom Tages- und vom Nachttyp - Beiträge der einzelnen Raumwellen - Einfluß des Erdmagnetfeldes - Berücksichtigung von Refraktion und Konvergenz 38

5.1.2. Variation exponentieller Elektronendichteprofile - Abhängigkeit vom Parameter $h_o$ - Abhängigkeit vom Parameter H - Zusammenfassung der Trends bei Variation exponentieller Profile 42

5.2. Elektronendichteprofile mit fünf und mehr Parametern 54

5.2.1. Das Gaußprofil als Störung 54

5.2.2. $E(\rho)$-Kurven bei systematischer Änderung der drei Parameter eines Gaußprofils 55

5.2.3. Nachtprofile mit Grundionisation 58

6. Vergleich mit Messungen 58

6.1. Bestimmung von Stationsfaktoren 59

6.2. Elektronendichteprofile für ungestörte Tages- und Nachtausbreitung 61

6.3. Elektronendichteprofile nach einem atmosphärischen Kernwaffenversuch 63

7. Zusammenfassung 66

Literaturverzeichnis 68

Anhang

## 1. Einleitung

Elektromagnetische Wellen im Frequenzbereich zwischen 3 und 30 kHz (Very Low Frequency-Bereich), die sog. Längstwellen, breiten sich im Raum zwischen Erde und der unteren Ionosphäre (D-Region) aus, da für die ionosphärische Reflexion dieser Wellen schon die geringen Elektronenkonzentrationen der D-Region ausreichen. Das an einem Empfangsort resultierende Wellenfeld reagiert empfindlich auf Veränderungen dieses Höhenbereichs. Normale tageszeitliche Variationen der D-Region sowie Auswirkungen solarer Effekte wie SID - Sudden Ionospheric Disturbance - und PCA - Polar Cap Absorption - (RINNERT, 1972) und künstliche Störungen durch nukleare Explosionen in der Atmosphäre (FRISIUS et al., 1964) können durch geeignete VLF-Messungen erfaßt werden. Einen Überblick über verschiedene D-Schicht-Sondierungen mit Hilfe niederfrequenter Radiowellen findet man bei CRAIN (1970).

Die Ergebnisse der ersten intensiven Untersuchungen der D-Region mit Längstwellen wurden von BRACEWELL et al. (1951), BAIN et al. (1952), WEEKES und STUART (1952) und anderen veröffentlicht. Die von ihnen aus Messungen über vorwiegend kürzere Senderentfernungen bestimmten scheinbaren Reflexionshöhen und Konversionsfaktoren dienten in späterer Zeit einer Reihe von Autoren zum Vergleich mit theoretischen Berechnungen.

Parallel zu einer Vielzahl experimenteller Beobachtungen erschienen zahlreiche mathematische Abhandlungen über die Theorie der Ausbreitung langer Wellen. Die Lehrbücher von z.B. BREMMER (1949) und BUDDEN (1961) ermöglichen weitgehend die einer bestimmten Ausbreitungsstrecke angepaßte Theorie zusammenzustellen.

Die Verknüpfung von Theorie und Praxis machte aber erst mit der Entwicklung schneller Rechenanlagen hinreichender Kapazität Fortschritte. Von Bedeutung ist ein Programm von PITTEWAY (1965) zur Bestimmung der Reflexionseigenschaften nach der sog. Full-Wave-Methode. Für ein beliebig vorgegebenes Ionosphären-

modell werden nach diesem Verfahren die die Wellenausbreitung bestimmenden Differentialgleichungen numerisch über die Ionosphäre integriert. Mit dieser Rechenmethode und den zu Beginn der 50er Jahre experimentell gewonnenen Daten gewinnt DEEKS (1966a) eine Schar von Elektronendichteprofilen der D-Region für verschiedene Jahreszeiten und Sonnenaktivitäten. Für vorgegebene Elektronendichteverteilungen werden in der Folgezeit Serien theoretischer Reflexionskoeffizienten nach der Full-Wave-Methode und Vergleiche mit experimentellen Koeffizienten veröffentlicht (THOMAS und HARRISON, 1970; JONES und WAND, 1970; WAND und JONES, 1970).

Für mittlere Senderentfernungen zwischen etwa 300 und 1000 km, in denen die Bodenwelle und ein- und mehrfach reflektierte Raumwellen eine Rolle spielen, ist mit der Berechnung der Reflexionskoeffizienten unmittelbar nichts anzufangen, da die verschiedenen Wellenkomponenten nicht getrennt gemessen werden können. Über die Ermittlung der Reflexionskoeffizienten hinausgehend ist zum Vergleich mit Messungen in diesem Entfernungsbereich eine Berechnung der Empfangsfeldstärke erforderlich. Darüber sind für feste Senderentfernung unter vereinfachenden Annahmen über die Anzahl der ionosphärischen Reflexionen und über die Höhe des Wellenleiters nur wenige Arbeiten erschienen (THIEL et al., 1973; WESTERLUND et al., 1973).

Ziele der vorliegenden Arbeit sind

1. Feldstärkeberechnungen für als sinnvoll angenommene D-Schicht-Modelle zur Untersuchung der Änderung der Feldstärke-Entfernungsabhängigkeit bei systematischer Variation der Modellparameter.
2. Dazu notwendig ist die Entwicklung eines Rechenprogramms, das für die Eingabedaten Senderfrequenz, Entfernungsbereich vom Sender (bis 1000 km), Erdmagnetfeld und Höhenverteilung von Elektronendichte und Stoßzahl in einem Arbeitsgang die Elemente der Reflexionskoeffizientenmatrix und die Empfangsfeldstärke in Abhängigkeit von der Senderentfernung liefert. Zusätzlich zur Feldstärke-Entfernungsabhängigkeit werden

dabei die Reflexionskoeffizienten nach Betrag und Phase, die daraus abgeleiteten Triangulationshöhen und die auf diese Höhen bezogenen Phasen in Abhängigkeit vom Einfallswinkel graphisch dargestellt.

3. Vergleich der theoretischen Ergebnisse mit Messungen der Feldstärkeamplitude des 16 kHz Senders GBR in verschiedenen Senderentfernungen.

Bei der Berechnung der Empfangsfeldstärke werden der Einfluß von Bodenleitfähigkeit und Erdkrümmung auf die Bodenwelle, die troposphärische Refraktion, die fokussierende Wirkung des sphärischen Wellenleiters und seine einfallswinkelabhängigen Triangulationshöhen berücksichtigt.

## 2. Messungen

### 2.1. Gewinnung der Daten

Das Meßmaterial besteht aus Feldstärkeregistrierungen des englischen 16 kHz Senders GBR-Rugby, die gleichzeitig an mehreren verschiedenen Empfangsorten im Winterhalbjahr 1962/63 durchgeführt wurden. Die Stationen lagen in Abständen von durchschnittlich 60 km nahe der Verbindungslinie Rugby - Lindau im Entfernungsbereich zwischen 350 und 800 km vom Sender. Die mit vertikalen Stabantennen bzw. Langdrahtantennen empfangenen Signale des Senders GBR wurden in vierstufigen selektiven Geradeausempfängern verstärkt und nach einer anschließenden Spitzenbewertung mit Linienschreibern bei einem Vorschub von 2 cm/h aufgezeichnet. Eine ausführliche Beschreibung der Empfängerkette findet man bei STRATMANN (1964).

Der Schreiberausschlag $S_i$ an einer Station i ist proportional der dort herrschenden Feldstärke $E_i(t)$; außerdem ist er eine Funktion der Empfängerverstärkung $V_i$ und der effektiven Antennenhöhe $h_i$ :

$$S_i(t) = h_i V_i E_i(t) \quad . \qquad (2.1)$$

Die in verschiedenen Entfernungen resultierenden Feldstärken lassen sich nur dann vergleichen, wenn man die effektiven Antennenhöhen und die Empfängerdaten kennt. Im Gegensatz zu den Verstärkungsfaktoren lassen sich aber die Antennenhöhen nur unzulänglich bestimmen.

Um ein Maß für die effektiven Höhen der einzelnen Stationsantennen zu erhalten, wurde parallel zu den kontinuierlich laufenden Messungen jeweils für einige Zeit mit einer Eichantenne $h_e$ und mit einem Eichempfänger $V_e$ registriert :

$$S_{e,i}(t) = h_e V_e E_i(t) \quad . \qquad (2.2)$$

Der Vergleich der Messungen (2.1) und (2.2) lieferte konstante zeitunabhängige Faktoren

$$F_i = S_{e,i}/S_i = h_e V_e/(h_i V_i) \quad . \qquad (2.3)$$

Damit ergibt sich als geeichter Schreiberausschlag :

$$S_{i,eich}(t) = F_i S_i(t) = h_e V_e E_i(t) \quad . \qquad (2.4)$$

Mit den so geeichten Daten läßt sich ein Überblick über die Feldstärke-Entfernungsabhängigkeit zu verschiedenen Zeitpunkten gewinnen.

Zur leichteren Auswertung der analogen Registrierungen wurden die Kurven mit einem "Pencil Follower" (über die Anwendung eines solchen Gerätes siehe SEILER, 1969) nachträglich digitalisiert. Die Genauigkeit, mit der Kurvenpunkte zeitlich fixiert werden konnten, war durch den Schreibervorschub gegeben und hing außerdem noch etwas von den einzelnen Kurven ab. Die Unsicherheit in der Zeitbestimmung beträgt im Mittel 30 Sekunden.

## 2.2. Typische Tagesgänge

Typische Amplitudenregistrierungen des Senders GBR in verschiedenen Senderentfernungen zeigt Abb. 1a für die Tagesausbreitung

am 19. Oktober 1962 und Abb. 1b für die nachfolgende Nachtausbreitung. Auf den Abszissen ist die Zeit in UT aufgetragen. Die Ordinaten geben in einem linearen und für alle Stationen gleichen Maßstab die nach (2.4) geeichten Amplituden an. Zwischen etwa 13.00 und 14.30 UT fällt die Registrierung an den meisten Tagen wegen regelmäßiger Wartungsarbeiten am Sender aus. Die Entfernung $\rho$ der Empfangsorte vom Sender nimmt in den Abbildungen von oben nach unten zu. Die Stationen De Bilt (DB) und Hohe Mark (HM) wurden erst zu einem späteren Zeitpunkt in Betrieb genommen.

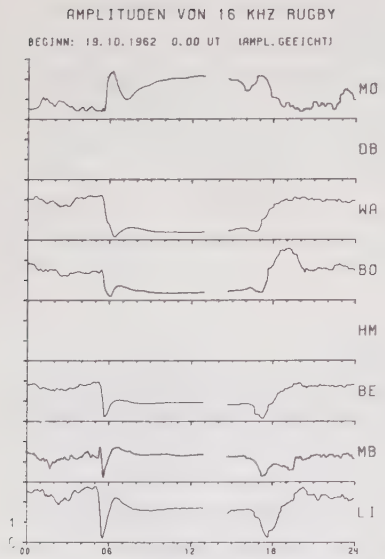



Abb. 1a

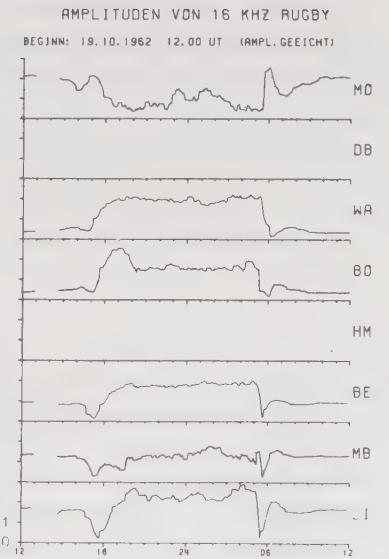



Abb. 1b

Abb. 1 : Amplitudenregistrierungen des 16 kHz Senders GBR-Rugby in verschiedenen Senderentfernungen.

a : Tagesausbreitung am 19. 10. 1962

b : Nachtausbreitung vom 19. 10. 1962 auf 20.10.62

| | | |
|---|---|---|
| MO - Monster | $\rho$ = | 367 km |
| DB - De Bilt | | 434 km |
| WA - Wageningen | | 469 km |
| BO - Bocholt | | 534 km |
| HM - Hohe Mark | | 571 km |
| BE - Beckum | | 634 km |
| MB - Mönkeberg | | 693 km |
| LI - Lindau | | 777 km |

Im Vergleich zu den Tagesstunden ist der Kurvenverlauf nachts ziemlich unruhig. Die Unterschiede von einem Tag zum anderen sind während der Tagesausbreitung gering, unter Nachtbedingungen ergeben sich größere Schwankungen. Die schnellen Amplitudenänderungen morgens und abends charakterisieren den sog. Sonnenaufgangseffekt (SA) und Sonnenuntergangseffekt (SU).

Die Feldstärkeregistrierungen zeigen deutlich eine Abhängigkeit von der Senderentfernung. Am besten ist dies am Beginn und Verlauf des SA-Effektes zu erkennen. Weiterhin fällt die Änderung des Tag-Nacht-Verhältnisses mit der Entfernung auf.

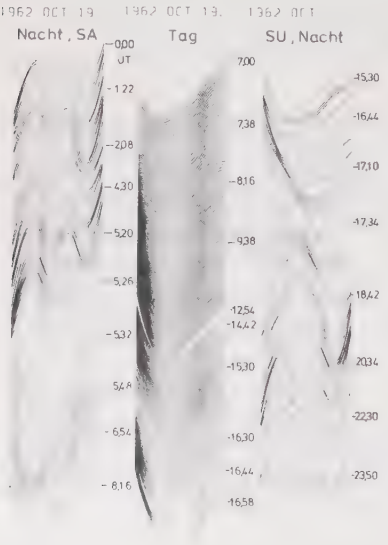



Abb. 2 :

Tageszeitliche Variationen der Feldstärkeentfernungsabhängigkeit E($\rho$) am 19.10.62. Die Kurven ergeben sich aus den E(t)-Messungen von Abb. 1a durch Interpolation der Meßpunkte. Die in ungleichmäßigen Zeitabständen aufeinanderfolgenden Kurven geben einen Eindruck von der Vielfalt der Formen und deren Änderungsgeschwindigkeit. Zwischen 12.54 und 14.42 UT liegt eine Sendepause.

Trägt man für verschiedene Zeitpunkte die Amplituden in Abhängigkeit von der Senderentfernung auf, dann erhält man die in Abb. 2 dargestellten Kurven, die sog. $E(\rho)$-Kurven. Die Meßwerte sind durch Parabeln dritten Grades verbunden worden, an den Rändern der Empfängerkette durch solche zweiten Grades. Die linke Kolonne der Abbildung enthält nächtliche $E(\rho)$-Kurven und die Änderungen des Interferenzfeldes während des SA-Effektes. Die mittlere Kolonne gibt die Verhältnisse unter Tagesbedingungen wieder, die rechte zeigt den SU-Effekt sowie die nachfolgende Nachtausbreitung. In allen drei Spalten des Bildes nimmt die Zeit ungleichförmig von oben nach unten zu. Die dargestellten und untereinander geschachtelten Kurven sind aus den in Abständen von 2 Minuten berechneten $E(\rho)$-Kurven so ausgewählt, daß in der Abbildung ein möglichst guter Überblick über die auftretenden Veränderungen gegeben wird.

Die mit Hilfe der Eichung (2.4) gewonnenen Feldstärke-Entfernungskurven besitzen nachts in der Regel zwei Maxima in 470 und 630 km Senderentfernung und zwei Minima in 540 und 700 km. Gelegentlich erscheint das Minimum in 540 km Senderentfernung aufgefüllt und an seiner Stelle verschmelzen die beiden benachbarten Maxima zu einem einzigen Extremwert. Die Lage der nächtlichen Extremwerte bleibt über längere Zeit unverändert, nur die Größe der Amplitude ändert sich dauernd.

Der SA-Effekt beginnt an der am weitesten östlich gelegenen Station Lindau mit einer Abnahme der Amplitude, die allmählich auf die anderen Stationen übergreift und das dort noch vorhandene nächtliche Interferenzbild zerstört. Es bildet sich dann ein Minimum aus, das rasch zum Sender hin läuft und anschließend wieder langsam zurückwandert.

Während der Tagesstunden liegt zwischen Monster und Lindau ein einziges tiefes Minimum, dessen Lage eine - allerdings nur schwach ausgeprägte - Abhängigkeit vom Sonnenstand aufweist. In den Vormittagsstunden wandert das Minimum zum Sender hin, nachmittags verschiebt es sich wieder in größere Entfernungen. Zum Zeitpunkt der kleinsten Zenitdistanz der Sonne liegt das Minimum zwischen Wageningen und Bocholt in 500 km Senderentfernung.

## 2.3. Gestörte Tagesgänge

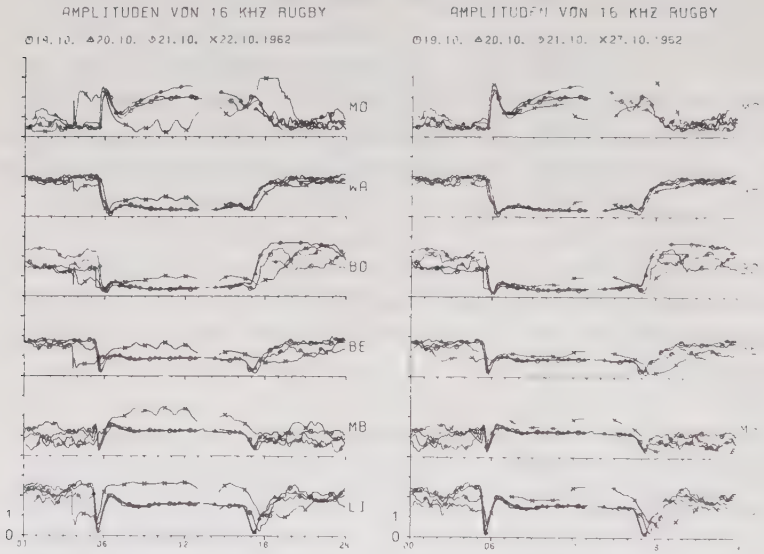



Abb. 3 :
Anormale 16 kHz Ausbreitung am 22.10.1962 und am 23.10.62 im Vergleich zu den ungestörten Tagesgängen vom 19. - 21.10.62. Die Störungen beginnen am 22. Oktober um 3.41 UT gleichzeitig mit einem russischen Kernwaffenversuch in der hohen Atmosphäre.

Anormale Ausbreitungsbedingungen liegen am 22. Oktober 1962 und an den folgenden Tagen vor. Im Vergleich zu den ruhigen Tagen vom 19. - 21. 10. sind in Abb. 3 die gestörten Tagesgänge am 22. und 23. Oktober wiedergegeben. Durch die Darstellung mehrerer aufeinanderfolgender Tagesgänge in einem Koordinatensystem lassen sich das typische Verhalten der Registrierungen sowie Abweichungen davon besonders deutlich zum Ausdruck bringen.

Die anormale Längstwellenausbreitung beginnt am 22. Oktober 1962 um 3.41 UT an allen Stationen mit einer plötzlichen Amplitudenänderung. Die Nachtausbreitung bleibt bis zum SA-Effekt stark

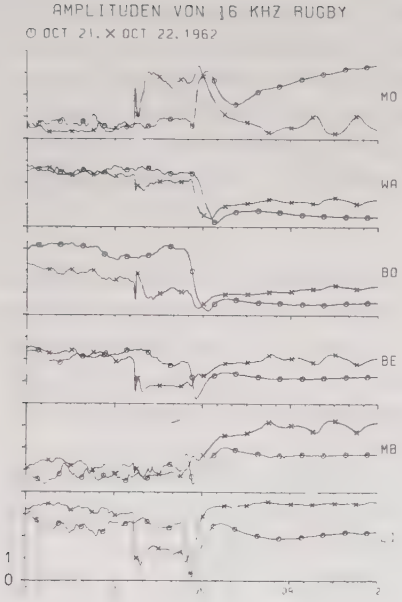



Abb. 4 :
Vergleich der Amplituden von GBR am 21. und 22. Oktober 1962.

gestört. Der Sonnenaufgangseffekt beginnt etwa zur gleichen Zeit wie am Vortage, nur ist er weniger deutlich ausgeprägt. Das Feldstärkeminimum (bzw. Maximum in Monster), das während des SA-Effektes durchlaufen wird, tritt etwa 20 min. früher ein. Die Tagesfeldstärke am 22. 10. weist zwei Besonderheiten auf. Sie liegt einmal wesentlich oberhalb - in Monster unterhalb - des Niveaus der Vortage. Außerdem treten Amplitudenschwankungen auf, die an den Stationen MO, WA, BE und MB besonders ausgeprägt sind. Anormale Ausbreitungsbedingungen herrschen auch während des SU-Effektes. Störungen sind noch bis etwa 21 UT in der folgenden Nachtausbreitung zu erkennen.

Der Tagesgang am folgenden 23. 10. 1962 ist durch die starke Feldstärkeänderung zwischen 11 und 12 UT gekennzeichnet. Diese Störung dauert bis in die Nachtstunden an.

Die am 22. 10. 1962 um 3.41 UT plötzlich beginnenden VLF-Störungen stehen im Zusammenhang mit einer zur gleichen Zeit in der USSR gezündeten Atombombe. Ob die nachfolgenden, über mehrere Tage zu beobachtenden Ausbreitungsanomalien allein durch diesen Kernwaffenversuch verursacht wurden, kann nicht entschieden werden, da in der zweiten Oktoberhälfte eine Serie von atmosphärischen Kernwaffenexplosionen in den USA und in der USSR durchgeführt wurde.

Aus den gemessenen Daten können nur indirekt über den Umweg von Modellrechnungen Rückschlüsse auf die Eigenschaften des Erde-Ionosphäre-Wellenleiters gezogen werden. Der überwiegende Teil der vorliegenden Arbeit befaßt sich daher mit der Berechnung von $E(\rho)$-Kurven. Die Änderung der Feldstärke-Entfernungsabhängigkeit bei systematischer Variation der Modelle wird untersucht, um eine gezielte Annäherung an experimentelle Kurven zu erreichen. Bei der Bestimmung der Reflexionseigenschaften wird vorausgesetzt, daß der Wellenleiter in horizontaler Richtung homogen ist. Eine Interpretation von Meßwerten ist daher für Zeiten reiner Nacht- bzw. Tagesausbreitung zu erwarten.

## 3. Berechnung der ionosphärischen Reflexionskoeffizienten für Längstwellen

Der folgende Abschnitt befaßt sich mit der Berechnung der ionosphärischen Reflexionskoeffizienten. Während die Reflexionseigenschaften des Erdbodens zeitlich hinreichend konstant sind, beeinflussen die Variationen der ionosphärischen Reflexionseigenschaften stark das Feld eines Längstwellensenders. Da nur für streifenden Einfall, also für sehr große Senderentfernungen, die Ionosphäre sich quasi-isotrop verhält, muß für den hier interessierenden Entfernungsbereich der Einfluß des Erdmagnetfeldes berücksichtigt werden.

Die Reflexionseigenschaften einer eben geschichteten Ionosphäre gegenüber Frequenzen, die unterhalb der Gyrofrequenz - hier

1.23 MHz - liegen, werden üblicherweise nach der Full-Wave-Methode berechnet. Bei diesem Verfahren werden die Differentialgleichungen, die die Wellenausbreitung im Ionosphärenplasma bestimmen, numerisch über die D-Region integriert, und zwar von einem Niveau aus, das hoch über dem Hauptreflexionsgebiet liegt und in dem die einfallende Energie allein von unten kommt. Die Methode ist hinreichend allgemein, um den Einfluß eines schräg gerichteten Erdmagnetfeldes und willkürliche Höhenverteilungen von Elektronendichte und Stoßzahl zu berücksichtigen. Die Voraussetzung, daß die Ionosphäre nur in vertikaler Richtung inhomogen ist, wird umso besser erfüllt, je kürzer die betrachtete Ausbreitungsstrecke ist.

## 3.1. Die grundlegenden Gleichungen.

Verschiedene Varianten der Full-Wave-Methode sind von BUDDEN (1961), RIES (1964), PITTEWAY (1965), VIERTEL und SECHRIST (1969) sowie von BARR (1971) beschrieben worden. Für das hier benutzte Verfahren zur Berechnung der Reflexionskoeffizienten werden unter Benutzung von BUDDENs Nomenklatur nur die grundlegenden Gleichungen angegeben. Den mathematischen Formalismus zur Beschreibung der Ausbreitung einer ebenen Welle in der inhomogenen anisotropen Ionosphäre findet man ausführlich bei BUDDEN (1961) entwickelt.

### Bezeichnungen

#### Konstanten

| | |
|---|---|
| $\epsilon_o$ | Influenzkonstante = $8{,}854 \cdot 10^{-18}$ As/Vm |
| $\mu_o$ | Induktionskonstante = $1{,}2566 \cdot 10^{-6}$ Vs/Am |
| c | Lichtgeschwindigkeit = $(\mu_o \epsilon_o)^{-1/2}$ |
| $Z_o$ | Wellenwiderstand = $(\mu_o/\epsilon_o)^{1/2}$ |
| $q_{el}$ | Ladung eines Elektrons = $1{,}602 \cdot 10^{-19}$ As |
| $m_{el}$ | Masse eines Elektrons = $9{,}107 \cdot 10^{-31}$ kg |
| i | imaginäre Einheit |

Vektoren

| | |
|---|---|
| $\hat{\underline{x}}$, $\hat{\underline{y}}$, $\hat{\underline{z}}$ | Kartesische Einheitsvektoren |
| $\underline{E}$ | el. Feldstärke (V/m) |
| $\underline{P}$ | el. Polarisation ($As/m^2$) |
| $\underline{D}$ | el. Verschiebung ($As/m^2$) |
| $\underline{j}$ | Stromdichte ($A/m^2$) |
| $\underline{H}$ | magnetische Feldstärke (A/m) |
| $\underline{B}_E$ | Flußdichte des Erdmagnetfeldes ($Vs/m^2$) |
| $\underline{Y}$ | normierte Gyrokreisfrequenz |
| $\underline{r}$ | Ortsvektor |
| $\underline{k}$ | Wellenzahlvektor ($km^{-1}$) |

Frequenzbezogene Größen

| | |
|---|---|
| f | Senderfrequenz |
| $\omega$ | Kreisfrequenz = $2\pi f$ |
| k | Wellenzahl = $\omega/c$ |
| N | Anzahldichte der Elektronen ($cm^{-3}$) |
| $\omega_N$ | Plasmakreisfrequenz, $\omega_N^2 = q_{el}^2 \, N/\epsilon_o m_{el}$ |
| X | normierte Plasmakreisfrequenz = $\omega_N^2/\omega^2$ |
| $\omega_H$ | Gyrokreisfrequenz = $q_{el} \, B_E/m_{el}$ |
| Y | normierte Gyrokreisfrequenz = $\omega_H/\omega$ |
| $\nu_{eff}$ | effektive Stoßfrequenz ($s^{-1}$) |
| Z | normierte Stoßfrequenz = $\nu_{eff}/\omega$ |

$U = 1 - iZ$

Richtungen

| | |
|---|---|
| $\vartheta$ | gegen Vertikale gemessene Richtung von $\underline{k}$ |
| I | gegen Horizont gemessene Inklination des Erdmagnetfeldes |
| $\alpha$ | Winkel zwischen Ausbreitungsebene und Ebene des magn. Meridians |
| n, l, m | Richtungscosinus von $\underline{Y}$ |

Die Ionosphäre wird als ein quasineutrales, im zeitlichen Mittel ruhendes Plasma angesehen, für das die Maxwell'schen Gleichungen

$$\text{rot } \underline{E} = -\mu_o \dot{\underline{H}} \;,\; \text{div } \underline{H} = 0 \;,\; \text{div } \underline{D} = 0 \;,\; \frac{\partial}{\partial t} = \cdot \qquad (3.1)$$

$$\text{rot } \underline{H} = \epsilon_o \dot{\underline{E}} + \underline{j} = \dot{\underline{D}} \text{ mit } \underline{D} = \epsilon_o \underline{E} + \underline{P} \text{ und } \underline{j} = Nq_{el}\dot{\underline{r}} = \dot{\underline{P}}$$

gelten. Die Wechselwirkung des Plasmas mit einer einfallenden ebenen elektromagnetischen Welle der elektrischen Feldstärke

$$\underline{E} = \underline{E}_o \exp(i(\omega t - \underline{k} \cdot \underline{r})) \qquad (3.2)$$

wird unter Berücksichtigung eines konstanten Erdmagnetfeldes $\underline{B}_E$ durch

$$m_{el}\ddot{\underline{r}} = q_{el}\,(\underline{E} + \dot{\underline{r}} \times \underline{B}_E) - m_{el}\nu_{eff}\dot{\underline{r}} \qquad (3.3)$$

beschrieben. Es wird also allein die Bewegung der Elektronen betrachtet, der Einfluß von Ionen kann nach Untersuchungen von THOMAS (1969) vernachlässigt werden. Die Wirkung des Neutralgases wird durch eine effektive Stoßzahl $\nu_{eff}$ (DEEKS, 1966b) zwischen Elektronen und den neutralen Partikeln berücksichtigt.

Aus der Bewegungsgleichung (3.3) erhält man bei harmonischer Zeitabhängigkeit für den Zusammenhang zwischen $\underline{P} = Nq_{el}\underline{r}$ und der elektrischen Feldstärke $\underline{E}$ die Gleichung :

$$\underline{P} = \epsilon_o\,[M]\,\underline{E} \;, \qquad (3.4)$$

wobei die Suszeptibilitätsmatrix [M] explizit gegeben ist durch

$$[M] = -\frac{X}{U(U^2-Y^2)}\begin{bmatrix} U^2-l^2Y^2 & -iUnY-lmY^2 & iUmY-lnY^2 \\ iUnY-lmY^2 & U^2-m^2Y^2 & -iUlY-mnY^2 \\ -iUmY-lnY^2 & iUlY-mnY^2 & U^2-n^2Y^2 \end{bmatrix} .$$

Beschreibt man die Lage des Erdmagnetfeldes so wie in Abb. 5a dargestellt, dann sind die Richtungen des Vektors

$$\underline{Y} = |\underline{Y}| \; (l\hat{\underline{x}} + m\hat{\underline{y}} + n\hat{\underline{z}})$$

durch

$$l = -\sin(90^\circ - I)\cos\alpha$$

$$m = -\sin(90^\circ - I)\sin\alpha$$

$$n = \cos(90^\circ - I)$$

gegeben. In der x-z-Ebene des Koordinatensystems liegt die Wellennormale der einfallenden Welle. Die positive x-Richtung ist die Richtung der Horizontalkomponente des Wellenvektors $\underline{k}$. Die azimutale Ausbreitungsrichtung $\alpha$ zum Erdmagnetfeld wird von magnetisch Nord über Osten zur positiven x-Achse gezählt. $\alpha = 0^\circ$ bedeutet SN-, $\alpha = 90^\circ$WE-, $\alpha = 180^\circ$NS- und $\alpha = 270^\circ$EW-Ausbreitung. Die gegen den Horizont gemessene Inklination des Erdmagnetfeldes liegt auf der Nordhalbkugel im Bereich $0^\circ \leq I \leq 90^\circ$.

Mit (3.4) ergibt sich aus den Maxwell'schen Gleichungen (3.1) ein System von vier gekoppelten, linearen Dglen erster Ordnung für die Feldkomponenten in x- und y-Richtung :

$$d\,[e]\,/dz = -ik\,[T]\,[e] \qquad (3.6)$$

mit

$$[e] = \begin{bmatrix} E_x \\ -E_y \\ Z_o H_y \\ Z_o H_x \end{bmatrix} \quad , Q = 1 \,/\, (1+M_{33}) \quad ,$$

$$[T] = \begin{bmatrix} -\sin\vartheta\, QM_{31} & \sin\vartheta\, QM_{32} & 0 & (\cos^2\vartheta + M_{33})Q \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -M_{21}+QM_{23}M_{31} & \cos^2\vartheta + M_{22} - QM_{23}M_{32} & 0 & \sin\vartheta\, QM_{23} \\ 1+M_{11}-QM_{13}M_{31} & -M_{12}+QM_{13}M_{32} & 0 & -\sin\vartheta\, QM_{13} \end{bmatrix} \qquad (3.7)$$

Das komplexe Gleichungssystem (3.6) beschreibt vollständig die Wellenausbreitung in einem in z-Richtung inhomogenen, durch ein Magnetfeld anisotropen, teilweise ionisierten Gas. Das System besitzt vier Lösungen, von denen in hinreichend großer Höhe aus energetischen Gründen nur die zwei nach oben laufenden Wellen existieren können. Zweimalige Integration von (3.6) mit jeweils einem dieser Anfangswerte liefert die Lösungen $[e_1]$ und $[e_2]$ an

der Ionosphärenuntergrenze.

Da nicht die Feldgrößen selbst sondern die Reflexionskoeffizienten ermittelt werden sollen, läßt sich der Integrationsaufwand durch Einführung neuer abhängiger Veränderlicher, der Admittanzen, reduzieren. Die Admittanzmatrix ist definiert durch

$$[A] = Z_o \begin{bmatrix} H_{y1} & H_{y2} \\ H_{x1} & H_{x2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{x1} & E_{x2} \\ E_{y1} & E_{y2} \end{bmatrix}^{-1} .$$

Die Indizes "1" und "2" beziehen sich auf die Lösungsvektoren $[e_1]$ und $[e_2]$. Damit erhält man aus (3.6) die folgende Dgl. für die Admittanzmatrix

$$\frac{i}{k}\frac{d}{dz}[A]=[A]\begin{bmatrix}-T_{14} & 0\\ 0 & 1\end{bmatrix}[A]+[A]\begin{bmatrix}-T_{11} & T_{12}\\ 0 & 0\end{bmatrix}+\begin{bmatrix}T_{44} & 0\\ T_{34} & 0\end{bmatrix}[A]+\begin{bmatrix}T_{41} & -T_{42}\\ T_{31} & -T_{32}\end{bmatrix} . \quad (3.8)$$

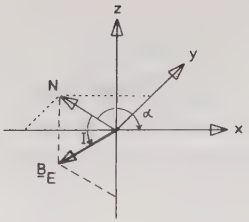
Von einer geeigneten Anfangshöhe aus ist diese Gleichung nach unten über die Ionosphäre zu integrieren. Zwischen der Admittanzmatrix am unteren Rand der Ionosphäre und der Reflexionskoeffizientenmatrix [R] besteht dann folgender Zusammenhang

$$[R] = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} + 2 \begin{bmatrix} -\cos\vartheta\, A_{11} - 1 & A_{12} \\ A_{21} & 1 - A_{22}/\cos\vartheta \end{bmatrix}^{-1} . \quad (3.9)$$

## 3.2. Reflexionskoeffizientenmatrix

Die in Gl. (3.9) definierte Reflexionskoeffizientenmatrix [R] gibt den Zusammenhang zwischen den einfallenden (Index "e") und reflektierten (Index "r") Komponenten einer ebenen Welle an :

$$\begin{bmatrix} E_{\parallel}{}^{r} \\ E_{\perp}{}^{r} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{\parallel\parallel} & R_{\parallel\perp} \\ R_{\perp\parallel} & R_{\perp\perp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\parallel}{}^{e} \\ E_{\perp}{}^{e} \end{bmatrix} . \quad (3.10)$$



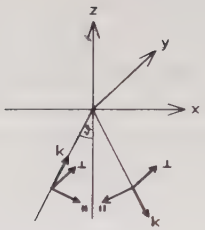




Abb. 5a : Lage der x-z-Ausbreitungsebene zur Ebene des magnetischen Meridians. N gibt die Richtung nach magnetisch Nord an.

Abb. 5b : Die orthonormierten Wellenvektoren für die einfallende und für die reflektierte Welle.

Die Komponenten der el. Feldstärke parallel ($\parallel$) und senkrecht ($\perp$) zur Ausbreitungsebene beziehen sich jeweils auf ein die Welle begleitendes System von orthogonalen Einheitsvektoren ($\underline{e}_{\parallel}$ , $\underline{e}_{\perp}$ , $\underline{e}_{k}$). Die Lage dieser Wellenvektoren ist in Abb. 5b dargestellt. Aus ihr entnimmt man für die Vertikalkomponente der Feldstärke

$$E_z = -\sin\vartheta \; E_{\parallel} \quad . \tag{3.11}$$

Die nach Gl. (3.9) berechnete Reflexionskoeffizientenmatrix bezieht sich auf eine willkürliche Höhe $z_o$, die sog. Ionosphärenuntergrenze, unterhalb der die Elektronendichte Null angenommen wird. Obwohl diese Annahme natürlich nicht exakt stimmt, sind die tatsächlich vorkommenden Elektronenkonzentrationen so gering, daß der entstehende Fehler vernachlässigt werden kann.

Wählt man nachträglich eine andere Bezugshöhe z, dann ändert sich jedes Element der Reflexionskoeffizientenmatrix wie folgt:

$$R(z,\vartheta) = R(z_o,\vartheta)\, \exp(i2k(z-z_o)\cos\vartheta) \quad . \tag{3.12}$$

Bei Änderung des Bezugsniveaus bleiben also die Beträge der Reflexionskoeffizienten unverändert, nur die Phasen ändern sich

um einen Term, der vom Einfallswinkel und der Höhenverschiebung abhängig ist.

Für die Reflexion der magnetischen Komponenten einer ebenen Welle erhält man eine Gl. (3.10) entsprechende Beziehung mit Hilfe von

$$Z_o \underline{H} = \underline{e}_k \times \underline{E} = -\underline{e}_{\parallel} E_{\perp} + \underline{e}_{\perp} E_{\parallel} .$$

## 3.3. Der Anfangswert

Um Gl. (3.8) für verschiedene Einfallswinkel über die Ionosphäre zu integrieren, muß man den Wert der Admittanzmatrix in der Höhe des Integrationsbeginns, der weit oberhalb des Hauptreflexionsgebietes liegt, kennen. Für senkrechte Inzidenz ergibt sich der Anfangswert aus den beiden nach oben laufenden W.K.B.-Lösungen (BUDDEN, 1961, Seite 405 und 495) zu

$$[A]_A = \frac{1}{\rho_o - \rho_x} \begin{bmatrix} \rho_o n_x - \rho_x n_o & n_o - n_x \\ n_o - n_x & \rho_x n_x - \rho_o n_o \end{bmatrix} . \qquad (3.13)$$

$\rho_o$ und $\rho_x$ sind die Lösungen der Polarisationsgleichung

$$\rho^2 - \frac{i\, Y_T^2}{Y_L (U - X)} \rho + 1 = 0 \qquad (3.14)$$

und $n_o$, $n_x$ die Wurzeln der Appleton-Lassen-Formel

$$n_{o,x}^2 = 1 - \frac{X}{U - \frac{Y_T^2}{2(U-X)} \pm \left\{ \frac{Y_T^4}{4(U-X)^2} + Y_L^2 \right\}^{1/2}} \qquad (3.15)$$

$Y_L$ = Komponente von Y in Ausbreitungsrichtung

$Y_T$ = Komponente von Y senkrecht zur Ausbreitungsrichtung.

Eine grobe Abschätzung der Gl. (3.14), (3.15) für mittlere geomagnetische Breiten ergibt den Näherungsanfangswert

$$[A]_N = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{X}{nY}}\begin{bmatrix} 1-i & 1-i \\ 1-i & -1+i \end{bmatrix} \quad . \tag{3.16}$$

Mit dieser Abschätzung des Anfangswertes wird die Dgl. (3.8) über eine fiktive homogene Ionosphäre, die die Eigenschaften der inhomogenen Ionosphäre am Integrationsbeginn besitzt, schrittweise nach unten integriert. Die Integration wird solange fortgesetzt, bis d[A]/dz unterhalb einer vorgegebenen kleinen Schranke liegt. Das Ergebnis dieser vorläufigen Integration ist dann der genaue Anfangswert $[A]_A$ der Admittanzmatrix, der den am Integrationsbeginn nach oben laufenden Wellen entspricht, während die nach unten laufenden Wellen weggedämpft sind. Mit $[A]_A$ wird anschließend die eigentliche Integration bis zur Ionosphärenuntergrenze durchgeführt. Als Näherungsanfangswert für einen neuen Einfallswinkel wird der bereits berechnete wahre Anfangswert für eine benachbarte Einfallsrichtung genommen.

## 3.4. Das Rechenprogramm

Das im Anhang beigefügte FORTRAN-Programm wurde aus einem von STRATMANN (1970) veröffentlichten Rechenprogramm entwickelt. Danach können ionosphärische Reflexionskoeffizienten in Abhängigkeit vom Einfallswinkel für vorgegebene Frequenz, vorgegebenes Erdmagnetfeld und vorgegebene Höhenverteilungen von Elektronendichte und Stoßzahl berechnet werden. Das Programm ist für drei Typen von Elektronendichteverteilungen vorgesehen:

1. Für exponentielle Profile der Gestalt

$$N(z) = N_o \exp((z-h_o)/H) = \exp((z-h_1)/H) \text{ mit}$$

$$N_o = 250 \text{ Eln/cm}^3 \text{ , } h_1 = h_o - H \ln N_o$$

die durch die zwei Parameter $h_o$, H oder $h_1$, H beschrieben

werden können. $h_o$ und $h_1$ sind die Höhen, in denen $N = N_o$ bzw. = 1 ist. Eine exponentielle Höhenverteilung ist eine teilweise recht brauchbare Approximation der tatsächlichen D-Region. Zum anderen ist für Trendstudien eine Beschränkung auf möglichst wenige Parameter vorteilhaft.

2. Für fünfparametrige Profile, die sich durch multiplikative Überlagerung eines exponentiellen Profils mit einem Gaußprofil ergeben :

$$N(z) = N_{exp}(z)\ (1+N_{Gauß}(z))$$
$$\text{mit} \qquad N_{Gauß}(z) = N_m\ \exp(-((z-h_m)/D)^2) \qquad (3.18)$$

In der Höhe $h_m$ besitzt das Gaußprofil die größte Elektronenkonzentration $N_m$ und in den Höhen $z=h_m \pm D$ ist die Elektronenzahl auf $N_m/\exp(1)$ pro $cm^3$ abgesunken. Eine Gaußförmige Verteilung wurde gewählt, weil in hinreichend großer Entfernung von $h_m$ das resultierende Profil allein durch $N_{exp}(z)$ bestimmt wird und so partielle Reflexionen durch plötzliche Gradientenänderungen vermieden werden. Durch Variation der fünf Parameter $h_1$, H, $N_m$, $h_m$, D dieses Profiltyps lassen sich eine Fülle von Kurvenformen darstellen und aus anderen Messungen gewonnene Höhenverteilungen der Elektronendichte weitgehend annähern. Außerdem kann man das Gaußprofil als eine Störung auffassen und testen, in welcher Weise verschiedene Höhenbereiche eine einfallende Welle beeinflussen.

3. Für beliebige Höhenverteilungen der Elektronendichte.

In diesem allgemeinsten Fall werden die Profildaten in Abständen von 1 km numerisch vorgegeben. Zwischenwerte der Elektronendichte werden linear interpoliert. Eine Interpolation höherer Ordnung bleibt ohne Auswirkung auf die Größe der Reflexionskoeffizienten.

Das Programm zur Berechnung der Reflexionskoeffizienten ist in drei Teilprogramme "RFLXKF", "DAUX" und "RKM1" aufgeteilt.

Im Programm RFLXKF werden die Höhenverteilungen von Elektronendichte und Stoßzahl, die Senderfrequenz und die Komponenten des Erdmagnetfeldes relativ zur betrachteten Ausbreitungsstrecke eingelesen und protokolliert. Das Programm steuert die Berechnung des Anfangs- und Endwertes der Admittanzmatrix für vorgegebenen Einfallswinkel. Diese Werte zusammen mit der Anzahl der dazu jeweils notwendigen Rechenschritte werden als Zwischenergebnisse notiert. Aus dem Endwert der Admittanzmatrix an der Ionosphärenuntergrenze werden dann gemäß Gl. (3.9) die Elemente der Reflexionskoeffizientenmatrix nach Betrag und Phase berechnet.

Zerlegt man die Dgl. (3.8) der komplexen Admittanzmatrix in Real- und Imaginärteil, dann ergibt sich ein System von acht reellen, gekoppelten, nicht linearen, gewöhnlichen Differentialgleichungen 1. Ordnung. Für eine bestimmte Höhe werden die Werte der Ableitungen dieser acht Gleichungen im Programm DAUX berechnet.

Im Teilprogramm RKM1 werden die acht Differentialgleichungen numerisch nach Runge-Kutta-Merson integriert. Das Verfahren arbeitet mit variabler Schrittweite, wobei die Schrittweite so bestimmt wird, daß der Fehler bei jedem Integrationsschritt innerhalb vorgegebener Grenzen bleibt.

Alle mit dem Programm durchgeführten Berechnungen gelten für die Frequenz 16 kHz und die Ausbreitungsstrecke Rugby-Lindau mit $\alpha = 100^{\circ}$, $I = 65^{\circ}$ und $B_E = 4.5 \cdot 10^{-5} Vs/m^2$. Die Höhenabhängigkeit der effektiven Stoßzahl wird durch (STRATMANN, 1970)

$$\nu_{eff}(z) = \exp(-(z-165\ km)/6\ km)\ s^{-1} \qquad (3.19)$$

beschrieben.

## 4. Berechnung der Empfangsfeldstärke

Zur Berechnung der an einem Empfangsort resultierenden Feldstärke gibt es zwei verschiedene Berechnungsmethoden, die Näherungslösungen für kurze bzw. große Senderentfernungen sind und auf denselben Ausgangsgleichungen beruhen (VOLLAND, 1961). Bei der strahlenoptischen (Ray-)Lösung werden die Bodenwelle und die in der Ionosphäre reflektierten Raumwellen vektoriell addiert. Nach der wellenoptischen oder Mode-Theorie ergibt sich die Empfangsfeldstärke als Summe aller im Erde-Ionosphäre-Wellenleiter existierenden Wellentypen (Modes). Ein Vergleich beider Methoden für mittlere Senderentfernungen zwischen 100 und 2000 km anhand zweier Rechenprogramme (DEGENHARDT und RINNERT, 1973) ergibt, daß für den hier interessierenden Entfernungsbereich von 300 bis 900 km die Ray-Lösung die brauchbare Methode ist.

### 4.1. Ebener Wellenleiter

#### 4.1.1. Das Feld eines Längstwellensenders

Bei einem Längstwellensender handelt es sich um eine fast ausschließlich vertikal polarisierte Wellen abstrahlende Energiequelle, deren Antennendimension in der Regel klein gegenüber der Wellenlänge ist. Man kann daher die Quelle als punktförmig betrachten und ihre Strahlung - in Unkenntnis des genauen Antennendiagramms und zur Vereinfachung der Rechnung - durch die Strahlung eines Hertz'schen Dipols beschreiben. Das Fernfeld eines im freien Raum sich befindenden vertikalen Dipols lautet in Kugelkoordinaten ($\underline{e}_r$, $\underline{e}_\vartheta$, $\underline{e}_\varphi$) :

$$\underline{E}(\underline{r},t) = \underline{e}_\vartheta \; C \sin\vartheta \; \exp(-ikr)/r \qquad (4.1)$$

$$Z_o \underline{H}(\underline{r},t) = \underline{e}_r \times \underline{E}(\underline{r},t)$$

mit

$$C = -300 \text{ V } \sqrt{\bar{N}(kW)/1 \text{ kW}} \quad \exp(i\omega t) \qquad (4.2)$$

$\bar{N}$ = effektive Leistung des Dipols.

Das transversale und radial sich ausbreitende Fernfeld des Dipols ist eine Kugelwelle. Beobachtet man die Kugelwelle an

einem Ort $\underline{r}$ in der x-z-Ausbreitungsebene (siehe Abb. 5), dann kann man mit den in Abschnitt 3.2 eingeführten Welleneinheitsvektoren ($\underline{e}_\parallel$, $\underline{e}_\perp$, $\underline{e}_k$) für Gl. (4.1) auch schreiben :

$$\underline{E}(\underline{r},t) = \underline{e}_\parallel E_\parallel = \underline{e}_\parallel C\sin\vartheta \exp(-ikr)/r \ . \qquad (4.3)$$

### 4.1.2. Die Strahlensumme im Wellenleiter konstanter Höhe

Die an einem Beobachtungsort resultierende Feldstärke ergibt sich nach der geometrisch-optischen Betrachtungsweise durch Summation aller möglichen Strahlenwege zwischen Sender und Empfänger im Erde-Ionosphäre-Wellenleiter. Für den Fall nur einer ionosphärischen Reflexion sind die Wege in Abb. 6 dargestellt. Die Weglängen und Richtungen der am Empfangsort einfallenden Strahlen sind identisch mit denen von fiktiven Spiegel-Dipolen in den Höhen $\pm 2H_{TR} \pm z_S$ ($H_{TR}$ = Höhe des Wellenleiters, $z_S$ = Aufstellungshöhe der Senderantenne). Für den Fall, daß Sender- und Empfangsantenne auf dem Erdboden stehen, erhält man als Strahlensumme

$$\begin{bmatrix} E_\parallel \\ E_\perp \end{bmatrix} = \left\{ \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} + [R_E] \right\} \begin{bmatrix} C\exp(-ik\rho)/\rho \\ 0 \end{bmatrix} + \sum_{m=1}^{\infty} [R(m)] \begin{bmatrix} C\sin\vartheta_m \exp(-ikr_m)/r_m \\ 0 \end{bmatrix} \qquad (4.4a)$$

mit

$$[R(m)] = ([R_I][R_E])^m + ([R_I][R_E])^m [R_E]^{-1} + ([R_E][R_I])^m + ([R_E][R_I])^m [R_E] \qquad (4.4b)$$

$\rho$ = Entfernung Sender-Empfänger

$m$ = Anzahl der ionosphärischen Reflexionen

$r_m$ = Weg des m-fach reflektierten Strahls

$r_m^2 = (2mH_{TR})^2 + \rho^2$

$H_{TR}$ = Höhe des Wellenleiters

$\vartheta_m$ = Abstrahlwinkel des m-fach reflektierten Strahls

$\sin\vartheta_m = \rho/r_m$.

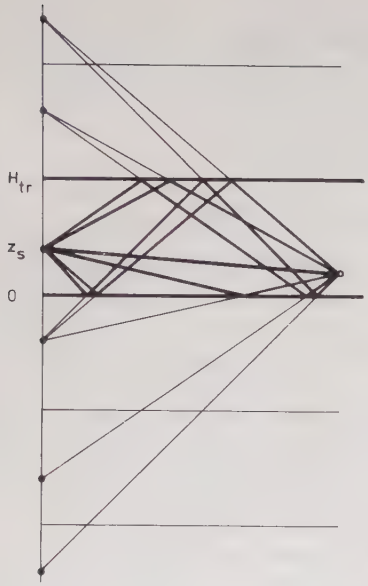



Abb. 6 :
Strahlenwege zwischen Sender und Empfänger im ebenen Wellenleiter konstanter Höhe bei Berücksichtigung nur einer ionosphärischen Reflexion.

Mit den Indizes "E" und "I" werden Reflexionen am Erdboden und an der Ionosphäre unterschieden. Die Reflexionsmatrix des Erdbodens ist eine Diagonalmatrix mit den bekannten Fresnel'schen Koeffizienten. Die in (4.4) angegebenen Reflexionsmatrizen gelten für ebene Wellen. Der Dipol hingegen strahlt eine Kugelwelle ab, die sich jedoch in genügend großer Entfernung vom Dipol praktisch wie eine ebene Welle verhält.

Vom Dipol wird eine linear polarisierte Welle abgestrahlt, deren elektrischer Vektor in der x-z-Ausbreitungsebene schwingt. Nach ionosphärischen Reflexionen besitzt die am Beobachtungsort resultierende Feldstärke infolge der Anisotropie durch das Erdmagnetfeld auch eine Komponente senkrecht zu dieser Ebene. Die Empfangsfeldstärke ist also im allgemeinen elliptisch polarisiert.

4.1.3. Bodenwellenausbreitung über ebener Erde

Nach Gl. (4.4) besitzt die vertikal polarisierte Bodenwelle die Größe

$$E_{\parallel BW} = (1 + {}_{\parallel}R_{E\parallel})\ C\ \exp(-ik\rho)/\rho\ .$$

Für unendlich gut leitenden Erdboden mit ${}_{\parallel}R_{E\parallel} = 1$ ist

$$E_{\parallel BW} = E_o = 2C\exp(-ik\rho)/\rho\ . \qquad (4.5)$$

Besitzt die Erde hingegen eine nur endlich große Leitfähigkeit, dann ist bei streifendem Einfall ${}_{\parallel}R_{E\parallel} = -1$ und die Bodenwelle verschwindet. Das widerspricht aber der Erfahrung, denn der Längstwellenbereich zeichnet sich in erster Linie durch die große Reichweite seiner Bodenwelle aus. Die Ray-Theorie versagt also für die Bodenwelle eines vertikalen elektrischen Dipols, wenn Sender und Empfänger auf endlich gut leitenden Erdboden stehen.

Nach einer von SOMMERFELD (1909, 1962) angegebenen Lösung ist für die Bodenwelle im Längstwellenbereich zu schreiben (falls Sender- und Empfangsantenne auf dem Erdboden stehen):

$$E_{\parallel BW} = E_o\ S(\sigma,\ \rho,\ \omega) \quad \text{mit} \qquad (4.6a)$$

$$S = 0.5 + 0.5\left(1 + 4\sqrt{\rho_N}\exp(-\rho_N)\int_{\rho_N}^{i\infty}\exp(u^2)du\right) \qquad (4.6b)$$

$\rho_N = \epsilon_o k\omega\rho/(2\sigma)$ = numerische Entfernung.

$E_o$ = siehe Gl. (4.5) .

Die komplexe Sommerfeldsche Dämpfungsfunktion S hängt außer von der Bodenleitfähigkeit $\sigma$ von der Frequenz $\omega$ und von der Senderentfernung $\rho$ ab. Aus dem ziemlich unhandlichen Ausdruck (4.6b) hat VAN DER POL (1941) die folgende für den Längstwellenbereich brauchbare Näherungslösung abgeleitet :

$$S(\rho_N) \approx N_S(\rho_N) = |N_S| \exp(-i\Phi_S) =$$

$$= \frac{2+0.3\ \rho_N}{2+\rho_N+0.6\rho_N^2} \exp\left(-i\pi \frac{(1.4+\rho_N)\ \sqrt{\rho_N}}{2.5+\sqrt{\rho_N}+\sqrt{\rho_N^3}}\right) \qquad (4.6c)$$

## 4.1.4. Empfangsfeldstärke im ebenen Wellenleiter konstanter Höhe

Aus Gl. (4.4a) ergibt sich mit (4.6a) und der Näherung (4.6c) für die Empfangsfeldstärke

$$\begin{bmatrix} E_{\parallel} \\ E_{\perp} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_o N_S \\ 0 \end{bmatrix} + \sum_{m=1}^{\infty} [R(m)] \begin{bmatrix} C \sin\vartheta_m \exp(-ikr_m)/r_m \\ 0 \end{bmatrix}. \qquad (4.7)$$

Die von der Reflexionsordnung m abhängige Matrix [R(m)] (siehe Gl. 4.4b) läßt sich wesentlich vereinfachen, wenn man $[R_E]$ durch die Reflexionsmatrix $\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$ eines idealen Leiters ersetzt, von der sich die Reflexionskoeffizientenmatrix des Erdbodens, abgesehen vom fast streifenden Einfall, nur sehr wenig unterscheidet. Diese Ersetzung ist umso unbedenklicher, je kürzer die Senderentfernung ist.

Die Empfangsfeldstärke über einer perfekt leitenden Erde besitzt - im Gegensatz zur endlichen Bodenleitfähigkeit - keine Komponente senkrecht zur Ausbreitungsebene; die durch ionosphärische Konversion entstehenden Anteile senkrecht zur Ausbreitungsebene neben sich paarweise gegeneinander auf. Für die Empfangsfeldstärke ergibt sich nun der folgende Ausdruck (auf die bisher notwendige Matrizenschreibweise kann verzichtet werden) :

$$E_{\parallel} = E_o N_S + 4 \sum_{m=1}^{\infty} R_1(m)\ C \sin\vartheta_m \exp(-ikr_m)/r_m \quad , \qquad (4.8)$$

wobei sich $R_1(m)$ rekursiv aus der Matrizengleichung

$$\begin{bmatrix} R_1(m) \\ R_2(m) \end{bmatrix} = \begin{cases} \begin{bmatrix} R_{11} & -R_{12} \\ R_{21} & -R_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_1(m-1) \\ R_2(m-1) \end{bmatrix} & \text{für } m \geq 2 \\ \begin{bmatrix} R_{11} \\ R_{21} \end{bmatrix} & \text{für } m = 1 \end{cases} \qquad (4.9)$$

berechnet. Für die ersten vier ionosphärischen Reflexionen ist $R_1(m)$ explizit durch

$$R_1(1) = R_{11}$$

$$R_1(2) = R_{11}^2 - R_{12}R_{21}$$

$$R_1(3) = R_{11}^3 - 2R_{11}R_{12}R_{21} + R_{12}R_{22}R_{21}$$

$$R_1(4) = R_{11}^4 - 3R_{11}^2R_{12}R_{21} + 2R_{11}R_{12}R_{22}R_{21} + R_{12}^2R_{21}^2 - R_{12}R_{22}^2R_{21}$$

gegeben. Der bei der Ordnung m resultierende Reflexionsfaktor $R_1(m)$ setzt sich also als Summe über verschiedene Strahlenwege zusammen, für die geschrieben werden kann

$$R_1(m) = \sum_{i=1}^{NR1(m)} n_o(i,m) \cdot R_{11}^{n_{11}(i,m)} \cdot R_{12}^{n_{12}(i,m)} \cdot R_{21}^{n_{21}(i,m)} \cdot R_{22}^{n_{22}(i,m)} . \qquad (4.10)$$

NR1(m) gibt die Anzahl der voneinander verschiedenen Summanden an, $n_{11}$, $n_{12}$ ... sind die Exponenten der Reflexionskoeffizienten und $n_o$ ist der Wiederholungsfaktor des i-ten Produktes bei der Reflexionsordnung m.

Bei konstanter Höhe des Wellenleiters ergibt sich bei der Reflexionsordnung m für alle Reflexionskoeffizienten der gleiche Einfallswinkel $\vartheta_m$ (Gl. 4.4), für den nach (4.9) der Zahlenwert von $R_1(m)$ zu ermitteln ist. Für den später zu betrachtenden Fall, daß die Höhe des Wellenleiters vom Einfallswinkel abhängig und außerdem verschieden für die einzelnen Reflexionskoeffizienten ist, ist die Kenntnis der einzelnen Strahlenwege i bei der Reflexionsordnung m erforderlich. Diese Information ist nach Gl. (4.10) durch die Zahlen NR1, $n_o$, $n_{11}$, $n_{12}$, $n_{21}$, $n_{22}$

gegeben. Allein zu deren Ermittlung dient in diesem Falle die Rekursionsformel (4.9). Die Anzahl der voneinander verschiedenen Strahlenwege ist durch

$$NR1(m) = \{m/2\}\{(m+1)/2\} + 1 \quad \text{für } R_1(m)$$
$$NR2(m) = \{(m+1)/2\}\,(\{m/2\}+1) \quad \text{für } R_2(m)$$

gegeben. Darin bedeutet $n = \{m/2\}$ diejenige natürliche Zahl n, für die $n \leq m/2$ gilt.

## 4.2. Gekrümmter Wellenleiter

### 4.2.1. Bodenwellenausbreitung über gekrümmte Erde

Für den Fall, daß Sender- und Empfangsantenne auf dem Boden stehen, gilt für die Bodenwelle über gekrümmter Erde

$$E_{\parallel BW} = E_o\, B(\sigma, R, \rho, \omega) \ .$$

Der Korrekturfaktor B ist im Längstwellenbereich eine Funktion der Bodenleitfähigkeit $\sigma$, des Erdradius R, der sphärischen Senderentfernung $\rho$ und der Frequenz $\omega$. Für B ergibt sich nach BREMMER (1949) ein sehr komplizierter Ausdruck, in dem sich der direkte Einfluß der Erdkrümmung in zwei Grenzfällen vom Einfluß der Bodenleitfähigkeit trennen läßt. Bei unendlich guter Leitfähigkeit geht der Bremmer'sche Faktor B über in

$$B_\infty(R,\rho,\omega) = \sqrt{-i\pi\chi/2}\ \sum_{s=0}^{\infty} \exp(-i\chi\tau_s)/\tau_s$$

mit $\tau_s = 0.5(0.75\pi(4s+1))^{2/3}$ und $\chi = \dfrac{(kR)^{1/3}}{R}\,\rho$ .

In diesem Grenzfall wird der Einfluß der gekrümmten Erde auf die Bodenwelle eines vertikalen elektrischen Dipols allein durch den Erdradius R bestimmt. $B_\infty$ läßt sich nach VOLLAND (1968) für Frequenzen bis 60 kHz und Entfernungen bis etwa 1000 km

durch die empirische Funktion

$$B_\infty \approx N_B(R,\rho,\omega) = |N_B| \exp(-i\Psi_B) \qquad (4.11)$$

$$|N_B| = \exp\left(-0.347\ \chi^{1.27}\right)$$

$$\Psi_B = \pi\left(0.141\ \chi - \frac{0.0833\chi^4}{1+\chi^4}\right)$$

$$\chi = \frac{(R\omega/c)^{1/3}}{R}\,\rho$$

beschreiben.

Für eine numerische Feldstärkeberechnung erweist sich der folgende Ansatz für B als recht gute Approximation

$$B(\sigma,R,\rho,\omega) \approx N_S(\sigma,\rho,\omega)\ N_B(R,\rho,\omega) \qquad (4.12)$$

$N_S$ siehe Gl. (4.6c)

$N_B$ siehe Gl. (4.11) .

Der Einfluß von Bodenleitfähigkeit und Erdkrümmung wird hier separat durch die Funktionen $N_S$ und $N_B$ beschrieben. $N_S$ ist eine Annäherung an die Sommerfeld-Funktion für die ebene Erde und $N_B$ eine Näherung für den Einfluß der Erdkrümmung auf die Bodenwelle über unendlich gut leitender Erde. In Abb. 7 sind $N_S$, $N_B$ und $N_S N_B$ für die Frequenzen 16 und 60 kHz in Anhängigkeit von der Senderentfernung dargestellt. Der Einfluß der Erdkrümmung ist wesentlich stärker als der der Bodenleitfähigkeit; die Verluste werden mit zunehmender Frequenz größer.

### 4.2.2. Empfangsfeldstärke im gekrümmten Wellenleiter konstanter Höhe

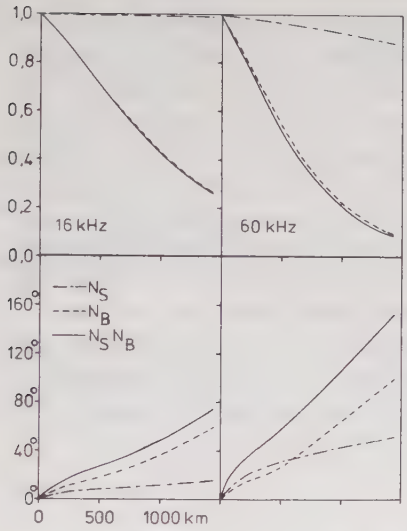



Abb. 7 :
Korrekturfaktoren nach Betrag (oben) und Phase (unten) für die Bodenwelle über ebener und gekrümmter Erde in Abhängigkeit von der Senderentfernung und der Frequenz.
$N_S$ nach (4.6c) mit $\sigma = 10^{-1}$ A/Vm
$N_B$ nach (4.11) mit R = 6370 km

Die Empfangsfeldstärke im sphärischen Wellenleiter ergibt sich unter Hinzufügung von Korrekturfaktoren $N_B$ für die Bodenwelle und $N_m$ für die Raumwellen durch formale Übertragung der ebenen Lösung (4.8) auf die Verhältnisse des gekrümmten Wellenleiters. Es ist

$$E_{\parallel} = E_o N_S N_B + 4 \sum_{m=1}^{\infty} R_1(m, \vartheta_{Im})\, N_m\, C \sin\vartheta_{Em}\, \exp(-ikr_m)/r_m . \qquad (4.13a)$$

Die Entfernung $\rho$ zwischen Sender und Empfänger ist die sphärische Entfernung

$$\rho = R\,\Theta \qquad (4.13b)$$

R = Radius der kugelförmigen Erde

$\Theta$ = Zentriwinkel (Radian) zwischen Sender und Empfänger.

Die Weglänge $r_m$ des m-fach ionosphärisch reflektierten Strahls ist innerhalb des optischen Horizonts durch

$$r_m^2 = (2m)^2(R^2+(R+H_{TR})^2-2R(R+H_{TR})\cos\Theta_m \qquad (4.13c)$$

$$\Theta_m = \Theta/2m = \rho/2mR$$

gegeben. Die Entfernung zum optischen Horizont beträgt für die m-fach reflektierte Raumwelle

$$\rho_H = 2mR \arccos\left(\frac{R}{R+H_{TR}}\right) \approx 2m(2R\,H_{TR})^{1/2}.$$

Mit m=1, R=6370 km, $H_{TR}$=60 km ergibt sich $\rho_H \approx$ 1700 km. Für Senderentfernungen $\rho \geq \rho_H \approx$ 1700 km ist es sinnvoll, nicht mehr mit der Ray-Lösung, sondern mit der Mode-Theorie zu arbeiten, da die Ray-Methode in der Umgebung des optischen Horizonts und dahinter durch weitere Korrekturfaktoren sehr aufwendig wird. Außerdem ist in diesen großen Entfernungen die hier gemachte Annahme, daß die Raumwellen ideal am Boden reflektiert werden, nicht mehr gerechtfertigt.

Infolge der Krümmung des Wellenleiters ist jetzt zwischen dem Einfallswinkel $\vartheta_{Im}$ der m-fach reflektierten Raumwelle auf die Ionosphäre und ihrem Abstrahlwinkel $\vartheta_{Em}$ am Sender (bzw. Einfallswinkel am Empfänger) zu unterscheiden. Der Abstrahlwinkel berechnet sich bei bekannter Höhe des Wellenleiters nach der Formel

$$\sin\vartheta_{Em} = \frac{2m(R+H_{TR})}{r_m} \sin\theta_m \,. \qquad (4.13d)$$

Daraus ergibt sich dann der ionosphärische Einfallswinkel zu

$$\vartheta_{Im} = \vartheta_{Em} - \theta_m \,. \qquad (4.13e)$$

Der Faktor $N_m$ für die Raumwelle m-ter Ordnung berücksichtigt innerhalb des optischen Horizonts die fokussierende Wirkung des sphärischen Erde-Ionosphäre-Wellenleiters. Nach BREMMER (1949) gilt

$$N_m = \frac{r_m}{R}\sqrt{\frac{|\partial\vartheta_{Em}/\partial\theta|}{ctg\,\vartheta_{Em}\sin\theta}} = \frac{r_m}{R}F(ctg\vartheta_{Em}) \qquad (4.13f)$$

mit $F^{-2}(ctg\vartheta_{Em}) = ctg\vartheta_{Em}(1+ctg^2\vartheta_{Em})\sin\theta|\partial\theta/\partial ctg\vartheta_{Em}|$

In $N_m$ ist sowohl der divergierende Einfluß der Erde als auch der Konvergenzeinfluß der Ionosphäre enthalten. Da die fokussierende Wirkung der Ionosphäre überwiegt, ist $N_m>1$ und wird unendlich für eine horizontal abgestrahlte Raumwelle. Die unendlich große Fokussierung am optischen Horizont wird teilweise durch die Beugung, die bereits für $\rho<\rho_H$ wirksam wird, kompensiert. Für Feldstärkeberechnungen weit vor dem optischen Horizont braucht ein Beugungsfaktor nicht berücksichtigt zu werden. $N_m$ nimmt bei gegebener Senderentfernung mit zunehmender Reflexionsordnung ab.

Aus Gl.(4.13a) ergibt sich gemäß Gl.(3.11) die Vertikalkomponente der Empfangsfeldstärke, für die mit Hilfe der Gleichungen (4.2), (4.5), (4.13d) und (4.13f) geschrieben wird :

$$E_z \exp(-i(\omega t-k\rho)) =$$

$$= \frac{1200}{R}\left(\frac{R}{2\rho} N_S N_B + \sum_{m=1}^{\infty} R_1(m,\vartheta_{Im}) \frac{F(ctg\vartheta_{Em})}{1+ctg^2\vartheta_{Em}} \exp(ik(\rho-r_m))\right) \text{Volt} \qquad (4.14)$$

Beim Durchgang durch die Troposphäre werden die Strahlenbahnen der Raumwellen gebrochen. Die troposphärische Refraktion kann man nach GROSSKOPF (1970) dadurch berücksichtigen, daß man den tatsächlichen Erdradius R durch einen effektiven Erdradius $R_{eff}$ = 4/3 • R = 8500 km ersetzt. Über einer sphärischen Erde mit diesem Radius breiten sich die Wellen so aus, als ob keine Troposphäre vorhanden wäre, die Strahlenbahnen sind geradlinig.

## 4.3. Die Triangulationshöhe $H_{TR}$ des Wellenleuters

Bisher wurde eine konstante Höhe des Wellenleiters angenommen. Tatsächlich dringt ein unter dem Winkel $\vartheta_o$ ausgesandter Strahl in die Ionosphäre ein, wird in ihr zur Erde hin gekrümmt und

gelangt unter dem gleichen Winkel $\vartheta_o$ zum Empfänger. Der aus dieser Richtung ankommende Strahl breitet sich so aus, als wäre er an einer scharf begrenzten fiktiven Schicht in der sog. Triangulationshöhe $H_{TR}$ reflektiert worden. $H_{TR}$ ist durch die Bedingung

$$\frac{\partial\Phi(H_{TR},\vartheta)}{\partial\vartheta}\Big|_{\vartheta=\vartheta_o} = 0 \qquad (4.15)$$

ausgezeichnet. Darin bedeutet $\Phi$ die Phase eines Reflexionskoeffizienten mit der Bezugshöhe $H_{TR}$, die sich aus der auf die Ionosphärenuntergrenze bezogenen Phase $\Phi(z_o,\vartheta)$ gemäß Gl.(3.12) berechnet. Aus (4.15) erhält man dann für die Triangulationshöhe

$$H_{TR}(\vartheta_o) = z_o + \frac{1}{2k\sin\vartheta_o}\,\frac{\partial\Phi(z_o,\vartheta)}{\partial\vartheta}\Big|_{\vartheta=\vartheta_o} \qquad (4.16)$$

und für die darauf bezogene Phase

$$\Phi(H_{TR},\vartheta_o) = \Phi(z_o,\vartheta_o) + \operatorname{ctg}\vartheta_o\,\frac{\partial\Phi(z_o,\vartheta)}{\partial\vartheta}\Big|_{\vartheta=\vartheta_o} . \qquad (4.17)$$

Die Triangulationshöhe ist eine Funktion des Einfallwinkels und außerdem unterschiedlich groß für die einzelnen Reflexionskoeffizienten. Die Reflexion mit einer Versetzung an der Ionosphärenuntergrenze läßt sich also durch eine Reflexion ohne Versetzung in der Höhe $H_{TR}$ mit gleichem Betrag des Reflexionskoeffizienten und der Phase (4.17) ersetzen.

Die Berücksichtigung von vier einfallswinkelabhängigen Triangulationshöhen kompliziert die Berechnung der Empfangsfeldstärke. Deshalb wird meistens mit einer konstanten Höhe gerechnet, die sich im mutmaßlichen Einfallswinkelbereich als grober Mittelwert über alle vier Triangulationshöhen ergibt. Diese Methode führt gegenüber der exakten Berechnung mit allen vier einfallswinkelabhängigen Triangulationshöhen zu teilweise großen Differenzen in der Empfangsfeldstärke. Im folgenden wird erläutert,

welche Besonderheiten bei der Feldstärkeberechnung auftreten, wenn die Höhe des Wellenleiters nicht mehr konstant ist.

## 4.4. Empfangsfeldstärke im sphärischen Wellenleiter mit einfallswinkelabhängigen Triangulationshöhen.

Wie schon in Abschnitt 4.1.4. erwähnt, müssen bei einfallswinkelabhängigen Triangulationshöhen die verschiedenen Strahlenwege i bei der Reflexionsordnung m gesondert betrachtet werden. Die bei m=3 sich ergebenden Wege sind in Abb. 8 schematisch dargestellt.

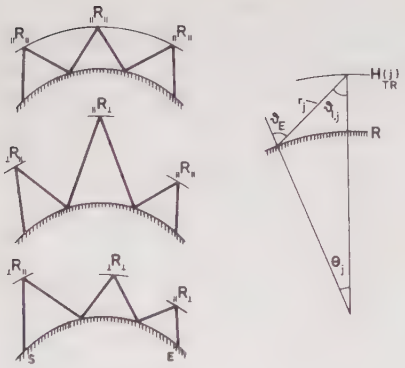



Abb. 8 :

links : Die bei 3 ionosphärischen Reflexionen sich ergebenden verschiedenen Strahlenwege zwischen Sender S und Empfänger E. Die rechten Indizes der Reflexionskoeffizienten beziehen sich auf die Lage des einfallenden Feldstärkevektors zur Ausbreitungsebene, die linken auf den reflektierten. Die Zeichnung berücksichtigt schematisch, daß zu jedem Reflexionskoeffizienten eine bestimmte, vom Einfallswinkel abhängige Triangulationshöhe gehört. Dadurch ergibt sich für jeden Strahl eine andere Weglänge.

rechts : Zur Geometrie im sphärischen Wellenleiter mit einfallswinkelabhängigen Triangulationshöhen.

Die Schwierigkeit besteht jetzt darin (siehe Gl. 4.13d), für jeden Strahl den Abstrahlwinkel und die verschiedenen ionosphärischen Einfallswinkel, von denen die Wellenleiterhöhen implizit abhängen, richtig zu bestimmen.

Mit (4.10) wird nun für die am Empfangsort resultierende Feldstärke (4.14) folgende Schreibweise benutzt :

$$E_z\, e^{-i(\omega t - k\rho)} = \frac{1200}{R}\left\{ \frac{R}{2\rho}\, N_S N_B + \right. \tag{4.18}$$

$$\left. \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{i=1}^{NR1(m)} n_o(i,m) \prod_{j=1}^{4} R_j^{n_j(i,m)} \frac{F(\mathrm{ctg}\,\vartheta_E(i,m))}{1+\mathrm{ctg}^2\,\vartheta_E(i,m)}\, e^{ik(\rho - r(i,m))} \right\}$$

mit
$$r(i,m) = 2 \sum_{j=1}^{4} n_j(i,m)\, r_j(i,m)$$

$$r_j(i,m) = \left(R^2 + (R+H_{TR}(j))^2 - 2R(R+H_{TR}(j))\cos\theta_j(i,m)\right)^{1/2}$$

Für den Zusammenhang zwischen dem Abstrahlwinkel $\vartheta_E(i,m)$, den ionosphärischen Einfallswinkeln $\vartheta_{I,j}(i,m)$ und den Zentriwinkeln $\theta_j(i,m)$ ergibt sich einerseits nach Gl.(4.13e)

$$\vartheta_{I,j} = \vartheta_E - \theta_j \tag{4.19a}$$

und andererseits aus Gl.(4.13d) mit (4.13c) durch trigonometrische Umformung :

$$y_j = \frac{x + \left((x^2 - z_j)(1-z_j)\right)^{1/2}}{z_j} \tag{4.19b}$$

mit
$$x = \mathrm{ctg}\,\vartheta_E \tag{4.19c}$$

$$y_j = \mathrm{ctg}\,\theta_j \tag{4.19d}$$

$$z_j = 1-(R/(R+H_{TR}(j)))^2 \tag{4.19e}$$

Für jeden Strahlenweg müssen die Winkel $\vartheta_E$ und $\vartheta_{I,j}$ die Bedingung

$$\theta = 2 \sum_{j=1}^{4} n_j\, \mathrm{arcctg}\, y_j \tag{4.19f}$$

erfüllen. Zur Bestimmung dieser Winkel wird ein iterativer Weg

eingeschlagen. Ausgehend von den Anfangswerten

$$\theta_j(o) = \theta/2m$$
$$x\ (o) = 1$$

ist beim k-ten Iterationsschritt (k=0,1,2,..) zu berechnen :

$\vartheta_E(k)$ nach Gl. (4.19c)
$\vartheta_{I,j}(k)$ nach Gl. (4.19a)
$z_j(k)$ nach Gl.(4.19e)
$y_j(k)$ nach Gl.(4.19b)
$\theta(k)$ nach Gl.(4.19f) .

Aus $\theta(k)$ wird dann der Faktor $\beta = \theta(k)/\theta$ bestimmt, der angibt, in welchem Maße der Strahl vom Empfangsort abweicht. Ist $|\beta-1|$ größer als eine vorgegebene Schranke, dann wird die Iteration mit

$$\theta_j(k+1) = \theta_j(k)/\beta$$
$$x\ (k+1) = x\ (k)\ \beta$$

fortgesetzt. Bei allen untersuchten Modellen führt dieses Verfahren zu einer raschen Konvergenz.

Der in Gl.(4.13f) enthaltene Differentialquotient $|\partial\theta/\partial\mathrm{ctg}\vartheta_{Em}|$ ergibt sich bei dem obigen Iterationsverfahren mit hinreichender Genauigkeit durch den Differenzenquotienten

$$2\ \left|\frac{\theta(k+1) - \theta(k)}{x(k+1) - x(k)}\right| ,$$

wenn mit k die Nummer des Schrittes angegeben wird, bei dem die geforderte Genauigkeit der Iteration erreicht wurde.

Gleichung (4.18) ist die Endformel zur Berechnung der Empfangsfeldstärke eines Längstwellensenders mit der effektiven Leistung von 1 kW. Ihre Eigenschaften werden im folgenden nochmals kurz

zusammengestellt.

Die Formel gilt unter der Voraussetzung, daß Sender- und Empfangsantenne auf dem Erdboden stehen.

Weiterhin wird angenommen, daß die Raumwellen ideal am Erdboden reflektiert werden, diese Näherung beschränkt die Anwendung von (4.18) auf Senderentfernungen bis etwa 1000 km.

Berücksichtigt wird der Einfluß des Erdmagnetfeldes. Daraus resultiert in (4.18) bei der Reflexionsordnung m eine Summation über verschiedene Strahlenwege i. Die einzelnen Strahlenwege sind nach (4.10) durch einen Wiederholungsfaktor und die vier Exponenten der Reflexionskoeffizienten gekennzeichnet. Diese Werte ergeben sich aus der Rekursionsformel (4.9).

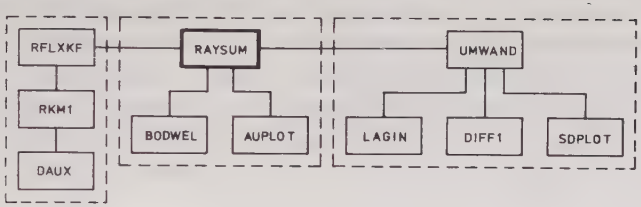
Berücksichtigt werden die durch (4.16) gegebenen einfallswinkelabhängigen Triangulationshöhen des Wellenleiters. Die auf diese Höhen bezogenen Phasen der Reflexionskoeffizienten berechnen sich nach (4.17). Der Zusammenhang zwischen dem Abstrahlwinkel eines Strahls und den verschiedenen ionosphärischen Einfallswinkeln ist durch (4.19, a-f) gegeben.

Der Einfluß der Erdbodenleitfähigkeit und der Erdkrümmung auf die Bodenwelle wird näherungsweise durch das Produkt der Faktoren (4.6c) und (4.11) berücksichtigt.

Der fokussierende Einfluß des sphärischen Wellenleiters wird durch den Faktor F von (4.11f) berücksichtigt.

Der troposphärischen Refraktion kann durch einen um 4/3 vergrößerten Erdradius R Rechnung getragen werden.

## 4.5. Bemerkungen zum Rechenprogramm




Blockstruktur des Rechenprogramms

Das Programm zur Berechnung der Empfangsfeldstärke für ein vorgegebenes Ionosphärenmodell besteht aus einem sogen. Hauptprogramm "RAYSUM" und neun Unterprogrammen. Die zehn Teilprogramme lassen sich in drei Gruppen einteilen :

1. Berechnung der Reflexionskoeffizienten in Abhängigkeit vom Einfallswinkel für vorgegebene Ausbreitungsbedingungen.
2. Berechnung der einfallswinkelabhängigen Triangulationshöhen und der darauf bezogenen Phasen der Reflexionskoeffizienten .
3. Berechnung der Empfangsfeldstärke für vorgegebene Senderentfernungen.

Die wichtigsten Eigenschaften der zum ersten Komplex gehörenden Programme "RFLXKF", "RKM1" und "DAUX" wurden bereits im Abschnitt 3.4. erläutert.

Die zweite Programmgruppe dient zur weiteren Verarbeitung der Reflexionskoeffizienten. In "UMWAND" werden Phasensprünge von $360^{\circ}$ eliminiert und die Beträge und Phasen der Reflexionskoeffizienten in Abständen von $1^{\circ}$ durch Lagrange-Interpolation ermittelt. Die Interpolation selbst geschieht im Programm "LAGIN". Weiterhin werden im Programm UMWAND die Triangulationshöhen und die darauf bezogenen Phasen der Reflexionskoeffizienten in Schritten von $1^{\circ}$ berechnet. Die dazu notwendige Differation der - auf die Ionosphärenuntergrenze bezogen - Phasen nach dem Einfallswinkel wird im Teilprogramm "DIFF1" durchgeführt. Das

Programm "SDPLOT" liefert eine graphische Darstellung der Beträge der vier Reflexionskoeffizienten in Abhängigkeit vom Einfallswinkel, der sprungkorrigierten Phasen, der Triangulationshöhen und ein Bild von den auf diese Höhen bezogenen Phasen. Diese in die Ergebnisliste mit aufgenommenen Darstellungen ermöglichen eine schnelle Übersicht über die Reflexionseigenschaften des betrachteten Ionosphärenmodells. Gleichzeitig hat man eine Kontrolle, ob alle Phasensprünge vom Programm erfaßt wurden.

Der dritte Komplex dient zur eigentlichen Berechnung der Empfangsfeldstärke im sphärischen Wellenleiter mit einfallswinkelabhängigen Triangulationshöhen. Dies geschieht im wesentlichen im Programm "RAYSUM", dem Hauptprogramm, das den Aufruf aller anderen Teilprogramme steuert. In "BODWEL" werden die Korrekturfaktoren für die Bodenwelle berechnet. Mit Hilfe des Programms "AUPLOT" kann die Feldstärkeamplitude in Abhängigkeit von der Senderentfernung graphisch dargestellt werden.

## 5. Ergebnisse der Reflexionskoeffizienten- und Feldstärkeberechnung

### 5.1. Exponentielle Elektronendichteprofile

#### 5.1.1. Elektronendichteprofil vom Tages- und vom Nachttyp

Zuerst werden die zu einem exponentiellen Elektronendichteprofil vom Tagestyp mit $h_o/h_1/H$ = 65/32/6 und die zu einem vom Nachttyp mit 90/84.5/1 gehörenden Reflexionskoeffizienten und Feldstärken betrachtet. Das nächtliche Profil liegt in großer Höhe und ist durch eine rasche Zunahme der Elektronendichte mit der Höhe, also durch einen kleinen Wert H gekennzeichnet. Beim Tagesprofil wächst die Konzentration wesentlich langsamer mit der Höhe.

Die Elemente der zu beiden Modellen gehörenden Reflexionsmatrizen sind in Abb. 9a dargestellt. Das Reflexionsvermögen ist beim

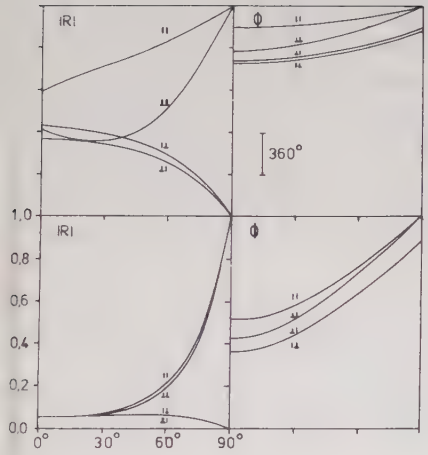



Abb. 9a :

Beträge |R| und Phasen Φ der Reflexionskoeffizienten in Abhängigkeit von Einfallswinkel für ein exponentielles Elektronendichteprofil vom Nachttyp (oben) mit $h_0/h_1/H$ = 90/84.5/1 und ein solches vom Tagestyp mit 65/32/1. Die Phasenangaben beziehen sich auf eine Höhe von 40 km. Die Indizes an jeder Kurve geben die Lage des el. Feldstärkevektors zur Einfallsebene - senkrecht oder parallel - vor (rechts) und nach (links) der Reflexion an.

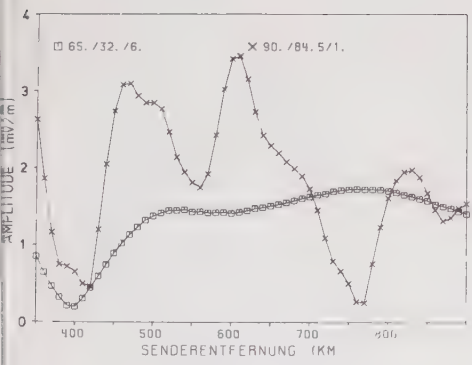



Abb. 9b :

Zugehörige Empfangsfeldstärken in Abhängigkeit von der Senderentfernung.

Nachtmodell - besonders für kleine Einfallswinkel - um Größenordnungen besser. Die Beträge der infolge der Anisotropie auftretenden Konversionskoeffizienten $_{\parallel}R_{\perp}$ und $_{\perp}R_{\parallel}$ sind bemerkenswert groß; das liegt daran, daß das Nachtprofil in einem Gebiet geringer Stoßzahl liegt und daher der Einfluß des Erdmagnetfeldes größer ist als beim Tagesmodell, das in Höhen großer Stoßzahl liegt. Die auf eine Referenzhöhe von 40 km bezogenen Phasen ändern sich beim Nachtmodell im Gegensatz zum Tagesmodell nur langsam mit dem Einfallswinkel.

Die zum Tagesmodell gehörende Feldstärke-Entfernungskurve ist im betrachteten Entfernungsbereich zwischen 350 und 900 km durch ein einziges breites Minimum in 400 km Senderentfernung charakterisiert (Abb. 9b). Nachts folgen mehrere unterschiedlich stark ausgeprägte Minima und Maxima aufeinander. Bedingt durch die

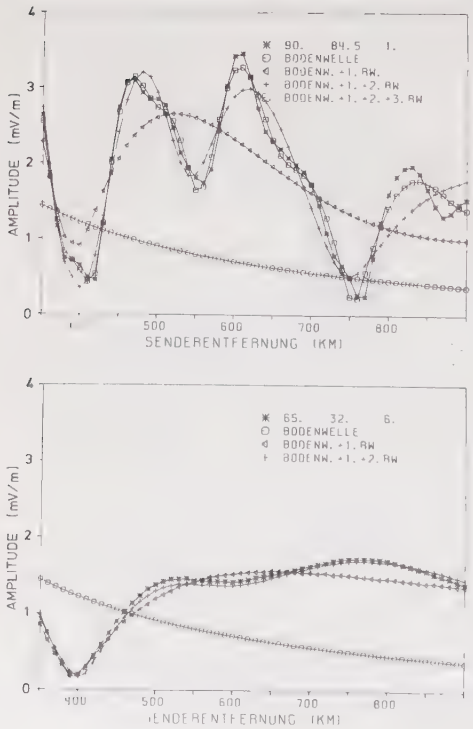



Abb. 10 :

Zusammensetzung der in verschiedenen Senderentfernungen resultierenden Empfangsfeldstärke aus Bodenwelle und ionosphärisch reflektierten Raumwellen.

Oben: Exponentielles Elektronendichteprofil vom Nachttyp.

Unten: Exponentielles Elektronendichteprofil vom Tagestyp.

größeren Beträge der Reflexionskoeffizienten erreicht die Feldstärkeamplitude nachts in einigen Entfernungen besonders hohe Werte.

Beiträge der einzelnen Raumwellen

Welchen Beitrag die einzelnen Raumwellen zur Gesamtfeldstärke liefern, zeigt Abb. 10. Tagsüber wird der Charakter der resultierenden Kurve im wesentlichen durch die Überlagerung von Bodenwelle und der einmal ionosphärisch reflektierten Raumwelle bestimmt. Nur zu größeren Sonderentfernungen hin liefert auch noch die zweite Raumwelle einen merkbaren Anteil der Gesamtfeldstärke. Anders nachts. Wegen der besseren Reflexionseigenschaften beim Nachtmodell bestimmt die zweite Raumwelle noch entscheidend das Interferenzbild. Raumwellen noch höherer Reflexionsordnung modifizieren dann weiterhin das Kurvenbild.

Einfluß des Erdmagnetfeldes

In die Formel für die Reflexionskoeffizienten geht der Vektor $\underline{B}_E = (B_E, \alpha, I)$ des Erdmagnetfeldes ein, der durch Betrag $B_E$, Inklination I und Azimut $\alpha$ zur Ausbreitungsrichtung beschrieben wird. $\underline{B}_E$ wird unabhängig von der Höhe angenommen und ergibt sich im Reflexionsgebiet als Mittelwert über die betrachtete Ausbreitungsstrecke zum Zeitpunkt der Messungen. Dieser Mittelwert ist umso realistischer, je kürzer die Ausbreitungsstrecke ist. Um zu testen, wie genau man für die hier untersuchte Ausbreitung das Erdmagnetfeld kennen muß, wurde die Reflexionskoeffizienten-Berechnung für die beiden Modelle vom Nacht- und Tagestyp für verschiedene Parameter des Erdmagnetfeldes wiederholt. Die untersuchte Variation des Erdmagnetfeldes ist in Tabelle 1 zusammengefaßt. Es ergibt sich, daß diese Änderungen sich nur minimal auf Betrag und Phase der Reflexionskoeffizienten auswirken. Für $\underline{B}_E$ kann man also getrost den Wert des Dipolfeldes der Erde am Mittelpunkt der Ausbreitungsstrecke nehmen, da eine genauere Bestimmung von $\underline{B}_E$ ohne Einfluß auf die Reflexionskoeffizienten bleibt.

Tabelle 1 :

| $\alpha$ | I | $B_E$ |
|---|---|---|
| $\alpha_o$ | $I_o$ | $B_{Eo}$ |
| $\alpha_o$-20° | $I_o$ | $B_{Eo}$ |
| $\alpha_o$-20° | $I_o$ | $B_{Eo}$ |
| $\alpha_o$-20° | $I_o$+5° | $B_{Eo}$ |
| $\alpha_o$-20° | $I_o$+5° | $B_{Eo}$-5·10$^3$Gamma |

$\alpha_o$ = 100°
$I_o$ = 65°
$B_{Eo}$ = 4.5·10$^{-5}$Vs/m$^2$

Berücksichtigung von Refraktion und Konvergenz

Bei der Berechnung der Feldstärke wird die fokussierende Wirkung des sphärischen Wellenleiters durch einen Konvergenzfaktor F (siehe Gl. 4.13f) und die atmosphärische Refraktion durch einen um 4/3 vergrößerten Erdradius R berücksichtigt. Der Einfluß dieder Korrekturen ist in Abb. 11 dargestellt. Sie machen sich erst in Senderentfernungen über 450 km bemerkbar. Die Lage der Interferenzminima und -maxima wird nur unwesentlich verändert, hingegen ändert sich die Feldstärkeamplitude. Durch den Konvergenzfaktor (F≠1) wird die Amplitude mit wachsender Senderentfernung größer. Bei Berücksichtigung der Refraktion wird die Feldstärke je nach Ionosphärenmodell und Senderentfernung erhöht oder verringert. Die Abbildung veranschaulicht, wie stark bei konstant gehaltenem Ionosphärenmodell eine E(ϱ)-Kurve durch unterschiedliche Korrekturfaktoren verändert wird.

### 5.1.2. Variation exponentieller Elektronendichteprofile

Bei den durch die beiden Parameter $h_o$ und H charakterisierten exponentiellen Elektronendichteprofilen $N(z) = N_o \exp((z-h_o)/H))$ wird einmal bei konstantem $h_o$ die logarithmische Steigung $d \ln N/dz = 1/H$ und zum anderen bei konstantem H die Höhe $h_o$ verändert, in der die Konzentration $N_o$ = 250 Eln/cm$^3$ beträgt. Der Variationsbereich ist der folgende :

65 km ≤ $h_o$ ≤ 90 km mit $\Delta h_o$ = 5 km
1 km ≤ H ≤ 6 km mit $\Delta H$ = 1 km

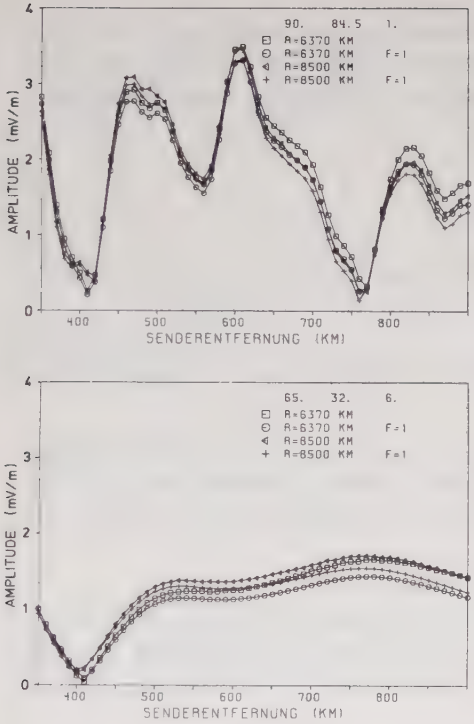



Abb. 11 :
Änderungen der Feldstärke-Entfernungsabhängigkeit bei Berücksichtigung verschiedener Korrekturfaktoren. R = 6370 bzw. 8500 km : Vernachlässigung bzw. Berücksichtigung der tropsphärischen Refraktion. F = 1 bzw. $\neq 1$ : Vernachlässigung bzw. Berücksichtigung der fokussierenden Wirkung des sphärischen Wellenleiters.

Damit läßt sich der Bereich der in der Literatur veröffentlichten D-Schicht-Profile für Tag und Nacht in etwa überstreichen. Integriert wird - wie bei allen anderen Modellen auch - von der Höhe aus, in der N $\approx$ 2500 Eln/cm$^3$ ist, bis hinunter zu der Höhe, in der die Konzentration nur noch 0.1 Eln/cm$^3$ beträgt, oder bis zur Höhe von 40 km.

Exponentielle Profile werden ihrer Einfachheit wegen oft in der Literatur betrachtet. Für solche Elektronendichteverteilungen berechnen z.B. WESTERLUND und REDER (1973) Feldstärkekomponenten für feste Frequenz und Senderentfernung. Der Parameterbereich ihrer Profile deckt sich etwa mit dem in dieser Arbeit.

Westerlund und Reder nehmen allerdings eine konstante Höhe des Wellenleiters an und setzen voraus, daß nur die Bodenwelle und die einmal ionosphärisch reflektierte Raumwelle einen Beitrag zur Empfangsfeldstärke liefern.

Abhängigkeit vom Parameter $h_o$

Zwischen zwei exponentiellen Profilen $N_1(z) = N_o \exp((z-h_{o1})/H)$ und $N_2(z) = N_o \exp((z-h_{o2})/H)$ besteht der Zusammenhang

$$N_2(z) = N_1(z) \exp((h_{o1}-h_{o2})/H) \qquad (5.1)$$

Beim Übergang von einem Profil zum anderen wird die Konzentration in allen Höhen mit einem Faktor multipliziert, der von der Höhendifferenz $h_{o1} - h_{o2}$ und von der Steigung H der Profile abhängt.

Die Änderung der einfallswinkelabhängigen Reflexionskoeffizientenmatrix mit dem Parameter $h_o$ ist in Abb. 12a -c für H = 1 km, 3 km und 6 km dargestellt. Aus den Bildern liest man die folgenden Tendenzen ab :

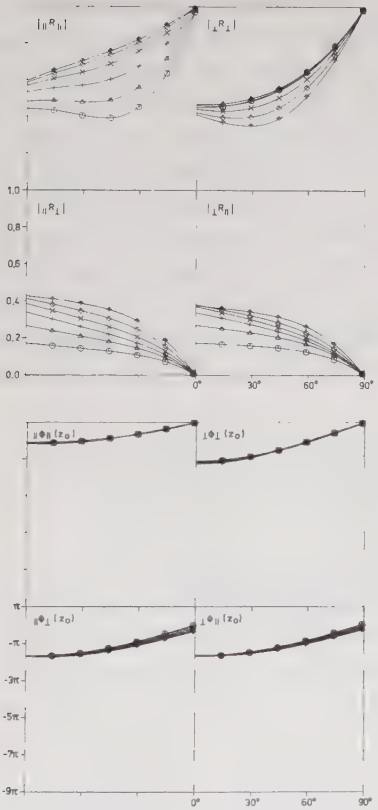
a) Mit wachsendem Parameter $h_o$ verbessert sich das Reflexionsvermögen bei kleinen Einfallswinkeln.

b) Dies gilt auch für große Einfallswinkel, wenn H klein ist.

c) Bei langsamem Elektronenanstieg (H groß) und großen Einfallswinkeln wird der Verlauf der Beträge der Reflexionskoeffizienten mit wachsendem $h_o$ immer komplizierter. Es treten Minima auf, die bei $|_{\|}R_{\|}|$ besonders ausgeprägt sind.

d) Die auf eine Referenzhöhe von 40 km bezogenen Phasen ändern sich bei kleinem H nur langsam mit dem Einfallswinkel und zeigen eine geringe Abhängigkeit von $h_o$.

e) Bei H = 6 km ändern sich die Phasengänge wesentlich stärker mit dem Einfallswinkel und zeigen eine systematische Abhängigkeit vom Parameter $h_o$.



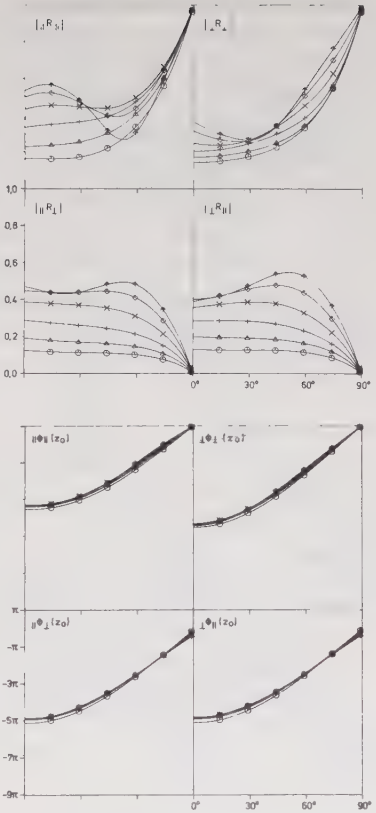




Abb. 12a

Abb. 12b

Abb. 12a - c :

Elemente der Reflexionskoeffizientenmatrix nach Betrag und Phase in Abhängigkeit vom Einfallswinkel für eine Schar exponentieller Elektronendichteprofile gleicher Steigung aber verschiedener Höhenlage. Die Phasenangaben beziehen sich auf eine Referenzhöhe von 40 km.

a) H = 1 km b) H = 3 km c) H = 6 km

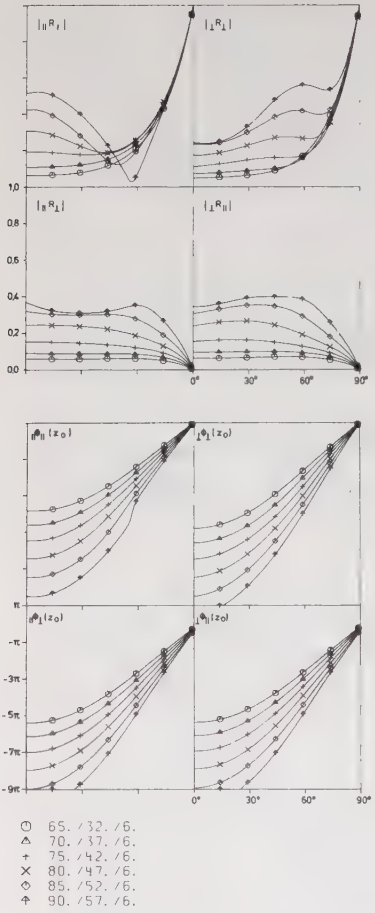



Abb. 12c

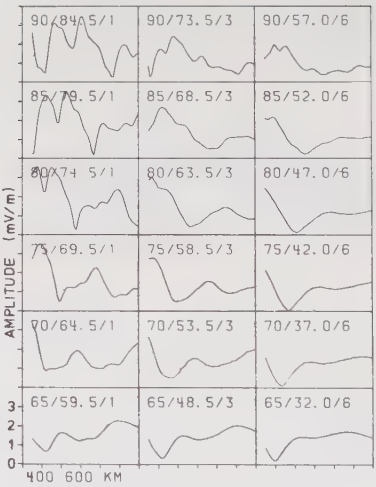



Abb. 12d

Zugehörige Empfangsfeldstärken in Abhängigkeit von der Senderentfernung.

Die aus den Reflexionskoeffizienten sich ergebenden Feldstärke-Entfernungskurven sind in Abb. 12d dargestellt. Je weiter man ein exponentielles Profil in größere Höhen verschiebt, umsomehr verschieben sich charakteristische Punkte einer $E(\rho)$-Kurve vom Sender weg, neue Amplitudenberge und -täler wandern vom Sender her in den untersuchten Entfernungsbereich ein. Außerdem werden die $E(\rho)$-Kurven mit wachsendem $h_o$ immer komplizierter, d.h. es treten sekundäre Maxima und Minima auf, weil die Beträge der Reflexionskoeffizienten größer werden und daher Raumwellen höherer Ordnung noch einen Beitrag zur Empfangsfeldstärke liefern. Die Verschiebung des Interferenzbildes ist näherungsweise proportional der Änderung des Parameters $h_o$. Es gilt

$$\begin{aligned} \Delta\rho &= 8 \cdot \Delta h_o \text{ für } H = 6 \text{ km} \\ \Delta\rho &= 10 \cdot \Delta h_o \text{ " } H = 3 \text{ km} \\ \Delta\rho &= 16 \cdot \Delta h_o \text{ " } H = 1 \text{ km} \end{aligned} \qquad (5.2)$$

$E(\rho)$ ändert sich umso schneller mit $h_o$, je rascher die Elektronendichte mit der Höhe zunimmt. Diese Systematik läßt sich gut beobachten, solange die Änderung $\Delta h_o$ nicht allzu groß wird. Die Relationen (5.2) sind wichtig für die Anpassung einer theoretischen Kurve an eine gemessene Feldstärke-Entfernungsabhängigkeit.

Abhängigkeit vom Parameter H

Geht man von einem Profil $N_1(z) = N_o \exp((z-h_o)/H_1)$ zu einem Profil $N_2(z) = N_o \exp((z-h_o)/H_2)$ mit anderer Steigung H aber gleichem Parameter $h_o$ über, dann besteht zwischen diesen beiden Verteilungen folgender Zusammenhang :

$$N_2(z) = N_1(z)\, e^{\frac{H_1 - H_2}{H_1 \cdot H_2}(z-h_o)} \qquad (5.3)$$

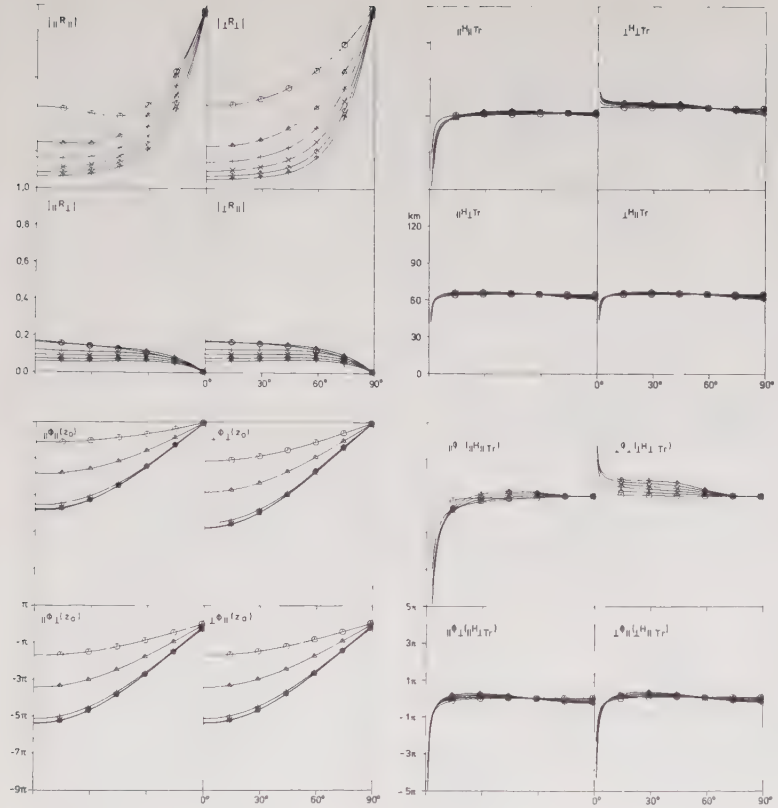
In halblogarithmischer Darstellung erscheinen die Profile um den Punkt $N(h_o) = N_o$ gedreht. Die Änderung der Elektronendichte hängt nicht nur von den Gradienten H und vom Parameter $h_o$ ab, sondern außerdem noch von der Höhe z.

Die Abhängigkeit der Reflexionskoeffizienten von H ist in Abb. 13a - c für die Werte $h_o$ = 65 km, 75 km und 90 km dargestellt. Die Beträge der Reflexionskoeffizienten nehmen mit wachsenden H ab, und zwar erst rasch und dann langsamer entsprechend der Änderung der Elektronenkonzentration. Dieser Trend läßt sich gut bei den Parametern $h_o$ = 65 und 75 km verfolgen. Das Verhalten entspricht dem bei konstantem H und abnehmender Höhe $h_o$. Daraus folgt, daß die mit wachsendem H zunehmende Konzentration in Höhen unterhalb $N_o$ für die Reflexion von 16 kHz entscheidend ist und nicht die Verringerung der Elektronendichte in Höhen oberhalb von $N_o$ = 250 Eln/cm$^3$.

Die Änderung der einfallswinkelabhängigen Reflexionskoeffizientenmatrix mit H wird umso komplizierter, je größer der zugrundegelegte $h_o$-Parameter ist. Für $h_o$ = 90 km tritt bei $|{}_{\parallel}R_{\parallel}|$ mit wachsendem H ein immer stärker ausgeprägtes Minimum auf, das sich zu größeren Einfallswinkeln hin verschiebt. Bei $|{}_{\perp}R_{\perp}|$ wandert ein anfangs bei $\vartheta = 30^o$ liegendes Minimum mit steigendem H zu kleineren Einfallswinkeln hin und ausserdem bildet sich ein zweites Minimum bei $\vartheta = 75^o$ aus.

Die Phasen ändern sich umso stärker mit dem Einfallswinkel, je größer die Werte von $h_o$ und H sind. Eine gleichförmige Abhängigkeit von H ist nicht zu erkennen.

Die aus den Phasengängen sich ergebenden Triangulationshöhen (Abb. 13a -c) ändern sich bei $h_o$ = 65 und 75 km nur wenig mit dem Einfallswinkel und zeigen eine geringe Abhängigkeit von der Steigung H. Näherungsweise kann man die Triangulationshöhen $H_{TR}$ als gleich für alle vier Reflexionskoeffizienten und unabhängig vom Einfallswinkel ansehen. Es ist dann $H_{TR} \approx h_o$. Diese Relation gilt nicht mehr, wenn ein Reflexionskoeffizient ein ausgeprägtes Minimum, wie z.B. $|{}_{\parallel}R_{\parallel}|$ für $h_o$ = 90 km und H = 6 km, aufweist. Im Einfallswinkelbereich um $\vartheta = 55^o$ ändert sich in diesem Falle ${}_{\parallel}H_{\parallel TR}$ sehr stark und nimmt Werte an, die außerhalb der D-Region liegen. Der Begriff der Triangulationshöhe scheint seinen Sinn zu verlieren. Nun liefern aber Wellen, die unter Winkeln um 55° in der Höhe ${}_{\parallel}H_{\parallel TR}$ reflektiert werden, nur einen



○ 65./59.5/1.
△ 65./54.0/2.
+ 65./48.5/3.
× 65./43.0/4.
◇ 65./37.5/5.
⏃ 65./32.0/6

Abb. 13a

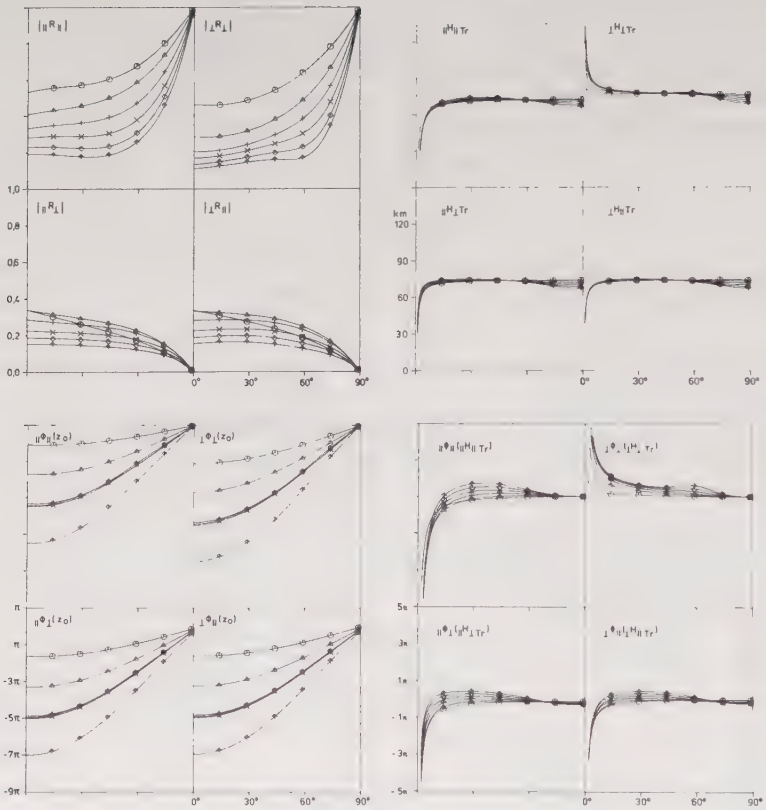
Abb. 13a - c :

Beträge $|R|$, Phasen $\Phi(z_o)$, Triangulationshöhen $H_{TR}$ und darauf bezogene Phasen $\Phi(H_{TR})$ in Abhängigkeit vom Einfallswinkel für eine Schar exponentieller Elektronendichteprofile mit verschiedenen Gradienten. Referenzhöhe $z_o$ = 40 km.

a) Profile mit $h_o$ = 65 km

b) Profile mit $h_o$ = 75 km

c) Profile mit $h_o$ = 90 km




○ 75. 64. 5. 1.
△ 75./64. 0/2.
+ 75. 58. 5/3.
× 75./53. 0/4.
◇ 75. 4. . .
◁ 7. . . 0 t.

Abb. 13b

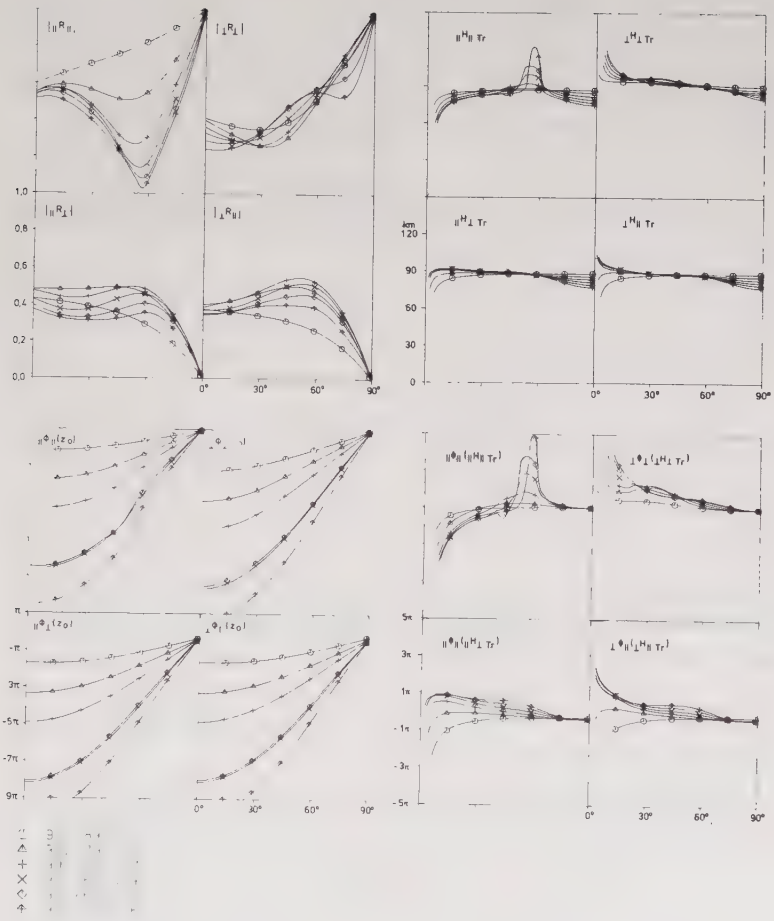


Abb. 13c

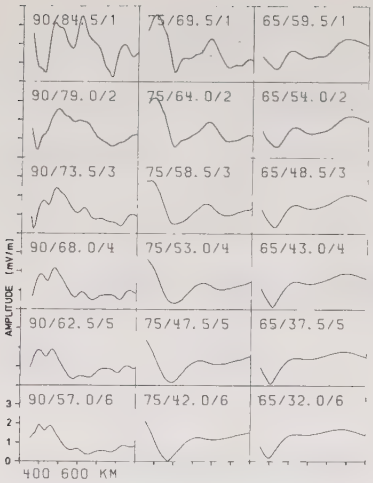



Abb. 13d :

Die zu den zwölf verschiedenen Modellen in Abb. 13a - c gehörenden Feldstärke-Entfernungskurven.

unwesentlichen Beitrag zur Gesamtfeldstärke, weil der Betrag von $\|R\|$ sehr klein ist. Daher bleibt das Konzept der Ersatzionosphäre auch in solchen Fällen brauchbar.

Einen ähnlichen Verlauf wie die Triangulationshöhen zeigen die darauf bezogenen Phasengänge (Abb. 13a -c).

Die zugehörigen $E(\rho)$-Kurven sind in Abb. 13d wiedergegeben. Die Kurven mit $h_o$ = 90 km sind mehr oder wenigen vom nächtlichen Typ, die mit $h_o$ = 65 und 75 km weisen ein tiefes Minimum bei 400 bzw. 500 km auf. Dies ist das sogen. Hauptminimum, das sich im wesentlichen durch Überlagerung von Bodenwelle und der einmal ionosphärisch reflektierten Raumwelle ergibt. Das Hauptminimum wird mit zunehmendem H vertieft. Hingegen werden die anderen Kurvenminima aufgefüllt und die Maxima abgebaut.

Da mit wachsendem H sich die Reflexionseigenschaften verschlechtern, spielen Raumwellen höherer Ordnung für die Gesamtfeldstärke immer weniger eine Rolle und die Kurven zeigen einen glatteren Verlauf.

Mit zunehmendem H verschieben sich die Interferenzbilder etwas zum Sender hin. Man hat den gleichen Trend wie bei abnehmendem Parameter $h_o$ und konstantem H, also wie bei gleichförmiger Zunahme der Elektronenkonzentration. Die Verschiebung zum Sender hin ist aber klein gegenüber den sonstigen Kurvenänderungen.

Zusammenfassung der Trends bei Variation exponentieller Profile

Ein exponentielles Elektronendichteprofil mit kleinem Parameter $h_o$ und langsamer Zunahme der Konzentration mit der Höhe liefert eine Feldstärke-Entfernungskurve vom Tagestyp, die durch ein einziges breites Minimum im betrachteten Entfernungsbereich zwischen 350 und 900 km vom Sender charakterisiert ist. Ein Profil in großer Höhe mit schnellem Elektronenanstieg ergibt bessere Reflexionseigenschaften und eine $E(\rho)$-Kurve vom Nachttyp mit mehreren deutlich ausgeprägten Minima und Maxima. Vom Tagesmodell zum Nachtmodell gelangt man also über eine Reihe von Übergangstypen durch Vergrößerung von $h_o$ und Verkleinerung von H.

Bei "infinitesimaler" Änderung eines der beiden Parameter $h_o$ oder H läßt sich der Charakter der neuen $E(\rho)$-Kurve vorhersagen. Dies gilt nicht mehr, wenn die Parameter in zu großen Schritten geändert werden.

Durch Verkleinerung des Parameters $h_o$, also durch eine Zunahme der Elektronenkonzentration in allen Höhen, verschiebt sich die $E(\rho)$-Kurve zum Sender hin, wobei die Form der Interferenzkurve im wesentlichen erhalten bleibt. Eine Verringerung der Konzentration bewirkt umgekehrt eine Verschiebung in größere Senderentfernungen.

Bei Veränderung der Steigung H eines Profils bleibt die Lage des Interferenzbildes im wesentlichen konstant. Durch Übergang zu einem langsameren Elektronenanstieg werden Minima - mit Ausnahme des Hauptminimums - aufgefüllt und Maxima abgebaut. Außerdem erhalten die $E(\rho)$-Kurven einen glatteren Verlauf, weil ionosphärische Reflexionen höherer Ordnung infolge wachsender Dämpfung keinen Beitrag mehr liefern.

## 5.2. Elektronendichteprofile mit fünf und mehr Parametern

Die fünfparametrigen Profile ergeben sich durch multiplikative Überlagerung eines exponentiellen Profils (2 Parameter) mit einem Gauß-Profil (3 Parameter). Um alle denkbaren Phänomene zu erfassen, wäre es wünschenswert, jeweils einen der Parameter unter Festhaltung der übrigen zu variieren. Dies ergibt eine zu große Anzahl von Profilen, Reflexionskoeffizienten und $E(\rho)$-Kurven. Es kann daher nur eine beschränkte Zahl von Fällen untersucht werden.

### 5.2.1. Das Gaußprofil als Störung

Das Rechenprogramm zur Ermittlung der Reflexionskoeffizientenmatrix liefert in der vorliegenden Version keinen Einblick, in welcher Weise eine einfallende Welle in den verschiedenen Höhen beeinflußt wird. Um die Bedeutung verschiedener Höhenbereiche zu testen, werden an einem exponentiellen Profil kleine Gaußförmige Störungen angebracht und ihre Auswirkungen auf das Interferenzfeld $E(\rho)$ untersucht. Das modifizierte Exponentialprofil lautet

$$N(z)=\exp((z-32\text{km})/6\text{km})\cdot(1+0.5\exp(-((z-h_m)/2\text{km})^2)\ .$$

Die Störung ergibt im Maximum eine Konzentrationserhöhung um den Faktor 1.5, ihre Ausdehnung nach oben und unten beträgt jeweils knapp 3 km. Sie bleibt in den Höhen $h_m$ = 40 und 70 km, in denen im ungestörten Fall die Konzentrationen etwa 4 bzw. 600 Eln/cm$^3$ betragen, ohne Einfluß. In 50 km Höhe mit einer Dichte von normalerweise 20 Eln/cm$^3$ wirkt sich die Störung nur schwach aus. In $h_m$ = 60 km Höhe wird durch die Gauß-Deformation die Elektronendichte auf rund 200 Elm/cm$^3$ erhöht und es resultiert daraus eine deutliche Verschiebung der Interferenzfigur zum Sender hin. Das Gebiet um N = 200 Eln/cm$^3$ ist also offenbar besonders wichtig. Eine Konzentration $N_o$ = 250 Eln/cm$^3$ von gleicher Größenordnung zeichnete sich schon bei der Behandlung rein exponentieller Profile aus. $N_o$ ist diejenige Konzentration, die für 16 kHz die Bedingung X = 1+Y erfüllt. Die zugehörige Höhe gibt bei

strahlenoptischer Betrachtungsweise die maximale Eindringtiefe einer senkrecht einfallenden Welle an. Veränderungen der Elektronendichte in der Umgebung dieser Höhe erweisen sich von Bedeutung. Im einzelnen hängt die Auswirkung einer Profilstörung vom zugrundegelegten ungestörten Profil und der Größe der Störung ab.

### 5.2.2. $E(\rho)$-Kurven bei systematischer Änderung der drei Parameter eines Gauß-Profils

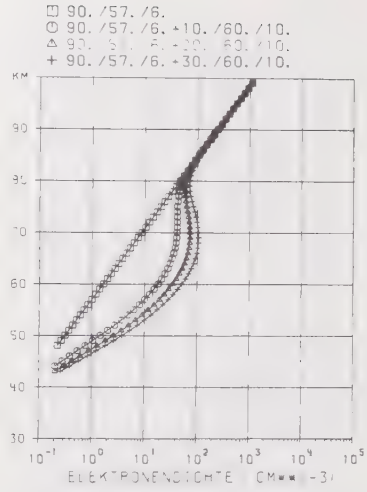
Als Beispiele werden die in Abb. 14a -c angegebenen Elektronendichteprofile betrachtet. Die hinter jedem Symbol stehende Zahlenfolge gibt in der Reihenfolge $h_o/h_1/H$, $N_m/h_m/D$ die Größe der Parameter des exponentiellen und des Gauß-Profils an.

Mit wachsendem Parameter $N_m$ des Gaußprofils verschieben sich die Interferenzfiguren (Abb. 14a) zum Sender hin. Diesem Trend entspricht bei exponentiellen Modellen eine Verschiebung der Profile in geringere Höhen. Zum Vergleich ist die zum exponentiellen Grundprofil gehörende $E(\rho)$-Kurve dargestellt, die keine Ähnlichkeit mit den anderen Feldstärke-Entfernungskurven zeigt.

Weit schwächer wirken sich im betrachteten Beispiel Änderungen des Parameters $h_m$ auf die $E(\rho)$-Abhängigkeit aus (Abb. 14b). Bei Verschiebung des Gaußprofils in eine andere Höhe bleibt die Lage des Hauptminimums in etwa ortsfest, der Kurvenverlauf wird nur wenig geändert.

Bei einer Halbwertsbreite der Gaußkurve von D = 5 km ergibt sich eine $E(\rho)$-Kurve (Abb. 14c), deren Charakter der zum exponentiellen Grundprofil gehörenden Kurve ähnelt. Durch Verdopplung von D wird das Minimum der Elektronendichte in 70 km Höhe aufgefüllt, wodurch sich die $E(\rho)$-Kurve entscheidend verändert. Eine weitere Vergrößerung von D wirkt sich dann aber weniger stark aus.

Je komplizierter der Verlauf der Elektronendichte mit der Höhe ist, umso schwieriger wird es, Trends in den zugehörigen $E(\rho)$-Kurven zu erkennen.



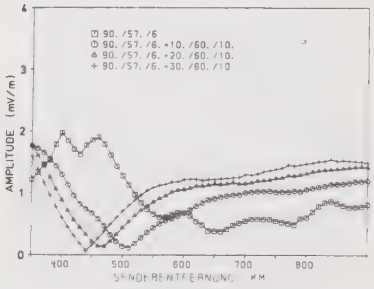
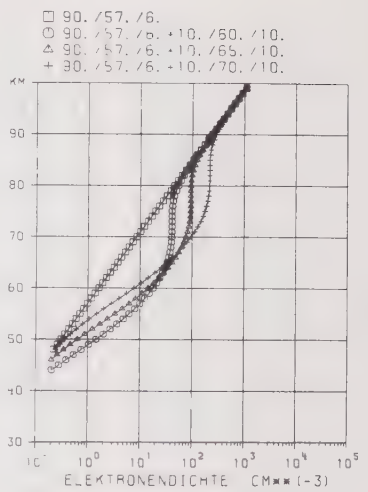




Abb. 14a



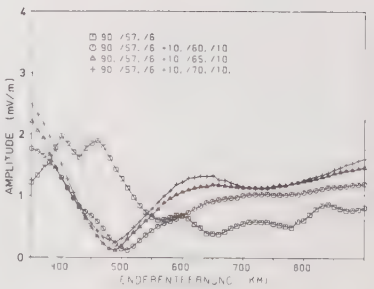
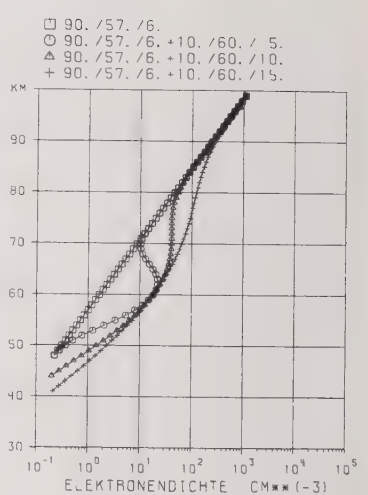




Abb. 14b



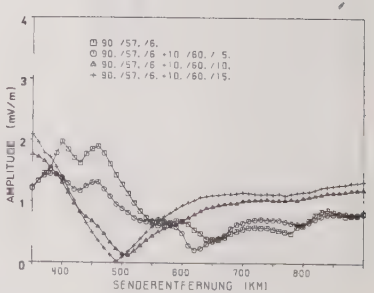




Abb. 14c

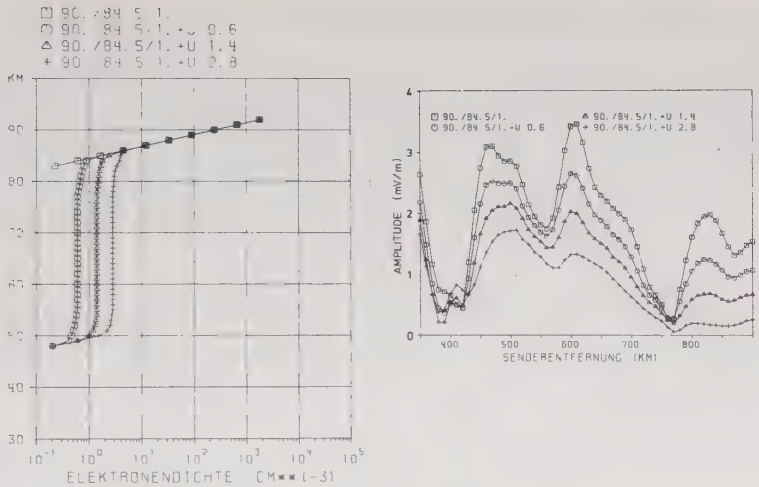



Abb. 15

Abb. 14a -c : Elektronendichteprofile und zugehörige Feldstärke-Entfernungskurven bei Veränderung eines exponentiellen Grundprofils durch verschiedene Gauß-Profile.

a) Variation von $N_m$

b) Variation von $h_m$

c) Variation von D

Abb. 15 : Exponentielles Elektronendichteprofil vom Nachttyp mit verschiedenen Grundionisationen und zugehörige E(n)-Kurven.

### 5.2.3. Nachtprofile mit Grundionisation

Nach den Untersuchungen in Abschnitt 5.2.1. bleiben Konzentrationsänderungen um einen Faktor in der Größenordnung von 2 bei einem Tagesmodell in Höhen unterhalb von etwa 50 Eln/cm$^3$ ohne nennenswerten Einfluß auf die $E(\rho)$-Abhängigkeit. Dieses Ergebnis ist wichtig für die Beurteilung von aus VLF-Messungen gewonnenen Tagesprofilen der Elektronendichte.

Anders liegen die Verhältnisse nachts, wo schon weit geringere Elektronendichten einen Einfluß auf die Feldstärke-Entfernungsabhängigkeit haben.

Betrachtet man z.B. das exponentielle Profil 90/84.5/1 (Abb.15), dann gibt es bei diesem Modell in Höhen unterhalb 80 km praktisch keine Elektronen. Füllt man den Höhenbereich zwischen 50 und 80 km mit einer Grundionisation von wenigen Elektronen auf, dann resultieren daraus die in Abb. 15 dargestellten Amplitudenänderungen. Schon ein geringer Untergrund von 1/2 Eln/cm$^3$ liefert eine beachtliche Verkleinerung der Spitzenwerte in der $E(\rho)$-Kurve. Mit wachsender Grundionisation wird die Dämpfung der Raumwellen größer und damit die Gesamtamplitude im ganzen Entfernungsbereich kleiner. Die Lage der Extremwerte bleibt dabei im wesentlichen unverändert.

## 6. Vergleich mit Messungen

Für eine größere Anzahl als sinnvoll angenommene Ionosphärenmodelle k wurde die Empfangsfeldstärke $T_{i,k}$ an den in Kap. 2 angegebenen Meßstationen i berechnet. Die theoretischen Werte $T_{i,k}$ gelten für eine Senderleistung von 1 kW und die Ausbreitungsstrecke Rugby-Lindau. Der Modellvorrat umfaßt den Bereich von möglichen Tagesmodellen bis hin zu Nachtmodellen.

Als eine weitgehend richtige Beschreibung der realen D-Region wird dasjenige Modell angesehen, das die beste Approximation der Messungen ermöglicht.

Der Vergleich, der nach (2.4) geeichten Meßdaten mit theoretisch berechneten Feldstärkewerten liefert nun Ergebnisse, die nicht immer befriedigend sind. Man kann über den in (2.4) auftretenden Proportionalitätsfaktor $h_e V_e$ so verfügen, daß man entweder eine einigermaßen brauchbare Approximation von Tagesmessungen oder aber von Nachtmessungen erhält. Einen einzigen Faktor, der beides zufriedenstellend ermöglicht, findet man nicht.

Der Grund für die schlechte Approximation der Messungen ist in einer zu ungenauen Eichung zu suchen, bei der die Umgebungseinflüsse auf die effektive Antennenhöhe nicht berücksichtigt sind. Im folgenden wird ein Verfahren erläutert, das gleichzeitig mit der Auswahl von Modellen eine verbesserte Eichung der Meßwerte erlaubt.

## 6.1. Bestimmung von Stationsfaktoren

Gemessen wurden die den Feldstärken $E_i$ in verschiedenen Senderentfernungen $\rho_i$ proportionalen Schreiberausschläge $S_i$ als Funktion der Zeit t. Nach (2.1) gilt

$$S_i(t) = h_i V_i E_i(t) \quad . \tag{6.1}$$

Ist $\bar{N}$ die in der betrachteten Ausbreitungsrichtung ausgestrahlte effektive Senderleistung, dann gibt

$$S_{i,k} = h_i V_i \sqrt{\bar{N}(kW)/1kW}\; T_{i,k} = g_i T_{i,k} \tag{6.2}$$

mit $$g_i = h_i V_i \sqrt{\bar{N}(kW)/1kW}$$

den theoretisch zu erwartenden Schreiberausschlag an der Station i für das Modell k an.

Würde man zu einem einzigen Zeitpunkt t die Höhenverteilung von Elektronendichte und Stoßzahl kennen, dann folgt aus (6.1) und (6.2) :

$$S_i(t) = g_i T_{i,k(t)}. \qquad (6.3)$$

Daraus ließen sich die Stationsfaktoren $g_i$ berechnen und die Meßwerte für beliebige Zeitpunkte in Feldstärkewerte eichen.

Es werden nun zwei Zeitpunkte $t_1$ und $t_2$ betrachtet, zu denen sich die Meßwerte wesentlich unterscheiden (z.B. Tag- und Nachtwerte). Zur theoretischen Beschreibung der Messungen sind dann die beiden Modelle zu finden, die den Gleichungen

$$S_i(t_1) = g_i T_{i,k(t_1)} \qquad (6.4)$$
$$S_i(t_2) = g_i T_{i,k(t_2)}$$

genügen.

Zunächst können zu jedem beliebigen Modell Faktoren $g_{i,k}(t)$ berechnet werden, deren Größe vom Modell und vom betrachteten Zeitpunkt abhängt :

$$S_i(t_1) = g_{i,k}(t_1) T_{i,k} \qquad (6.5)$$
$$S_i(t_2) = g_{i,k}(t_2) T_{i,k} .$$

Als Lösungen von (6.4) kommen nur solche Modelle $k_1$ und $k_m$ (1, m = 1,2, ..) in Frage, für die an allen Stationen die Bedingung

$$g_{i,k_1}(t_1) = g_{i,k_m}(t_2) \quad 1,m = 1,2, .. \qquad (6.6)$$

erfüllt ist. Ergeben sich nur zwei Modelle $k_1$ und $k_2$, die dieser Forderung genügen, so darf angenommen werden, daß diese die Messungen richtig beschreiben und gleichzeitig die gesuchten Stationsfaktoren liefern.

Untersucht man für Tages- und Nachtmessungen den vorhandenen Modellvorrat auf Modelle mit der Eigenschaft (6.6), so findet man genau ein Tages- und ein Nachtmodell mit nahezu gleichen Faktoren $g_{i,k_1}$ und $g_{i,k_2}$. Daß die Faktoren nicht völlig über-

einstimmen, liegt an der beschränkten Anzahl der Modelle und an der nur endlichen Genauigkeit der Messungen. Im folgenden wird mit den mittleren Stationsfaktoren

$$g_i = \frac{1}{2} \left( g_{i,k_1} + g_{i,k_2} \right) \tag{6.7}$$

gerechnet.
Vergleicht man die in (6.2) definierten Faktoren $g_i$ mit den Werten $F_i$ von Gl(2.3), dann müßte gelten

$$g_i = h_e V_e \sqrt{\bar{N}(kW)/1kW}\, F_i^{-1} \ . \tag{6.8}$$

Die Proportionalität zwischen $g_i$ und $1/F_i$ ist an einigen Stationen näherungsweise erfüllt, an anderen Stationen treten Abweichungen bis zum Faktor 2 auf. Dies erklärt sich durch unterschiedliche Umgebungseinflüsse, die die Eichantenne $h_e$ an den einzelnen Stationen vorfand. Die mit Hilfe von Gl.(2.4) gewonnenen und in Abb. 2 dargestellten $E(\rho)$-Kurven geben also nur ein grobes Bild der tatsächlichen Verhältnisse.

## 6.2. Elektronendichteprofile für ungestörte Tages- und Nachtausbreitung

Mit den mittleren Stationsfaktoren (6.7) läßt sich Gl.(6.3) nur näherungsweise erfüllen. Zur theoretischen Approximation von Meßwerten wird daher mit Hilfe einer DVA aus dem Modellvorrat dasjenige Modell herausgesucht, das die kleinste mittlere quadratische Abweichung $\Delta$ zwischen berechneten und gemessenen Werten liefert :

$$\Delta(k) = \left( \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \left( S_i(t) - g_i \, T_{i,k} \right)^2 \right)^{1/2} = \text{Min.} \tag{6.9}$$

$n$ = Anzahl der Meßwerte zur Zeit $t$.

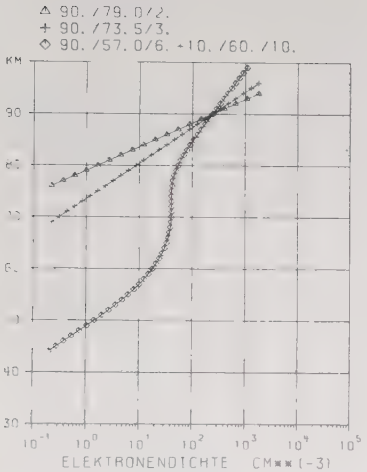
Dieses Auswahlverfahren erweist sich als vorteilhaft, weil kleine Abweichungen der Theorie vom Experiment nur gering bewertet werden, während große Differenzen sich stark auf den Wert $\Lambda$ auswirken. Zu Kontrollzwecken wird auch dasjenige Modell gesucht, das die zweitbeste Approximation der Messungen ergibt.

Eine Beschreibung der Tagesausbreitung mit einem exponentiellen Elektronendichteprofil liefert mäßig gute Resultate. Zwar findet man $E(\rho)$-Kurven (siehe Abb. 12d und 13d), deren Hauptminimum in der richtigen Senderentfernung bei 500 km liegt, aber die theoretischen Amplituden nehmen in der Umgebung dieses Minimums rascher zu als die experimentellen Werte. Eine bessere Approximation der Tagesmeßwerte gelingt erst mit einem komplizierteren Höhenverlauf der Elektronendichte.

Die Tagesausbreitung am 19. 10. 62 (siehe Abb. 1a) wird im Zeitraum von 8 - 16 UT am besten durch das in Abb. 16a dargestellte Profil ◈ ◈ ◈ beschrieben. Die Güte der Approximation verbessert sich in den Mittagsstunden, also mit kleiner werdender Zenitdistanz der Sonne. Das Profil ist durch eine annähernd konstante Elektronendichte von etwa 40 Eln/cm$^3$ im Höhenbereich zwischen 65 und 75 km gekennzeichnet und ergibt sich mathematisch durch Überlagerung eines exponentiellen Profils mit einem Gauß-Profil. Mit dem gleichen Profil läßt sich auch die Tagesausbreitung an den beiden folgenden Tagen interpretieren.

Die Nachtausbreitung läßt sich am häufigsten durch das exponentielle Profil 90/79/2 beschreiben. Gelegentlich kommt zur Interpretation auch das Profil 90/73.5/3 in Frage. Eine verfeinerte Approximation von Nachtmessungen wird durch die geringe Anzahl von Stationen erschwert, die offensichtlich zur Ausmessung der stark strukturierten nächtlichen Interferenzfiguren nicht ausreicht.

In Abb. 16b werden für die drei aufeinanderfolgenden ruhigen Tage vom 19. - 21.10.1962 Tages- und Nachtmessungen zu verschiedenen Zeitpunkten mit den theoretischen $E(\rho)$-Kurven verglichen,



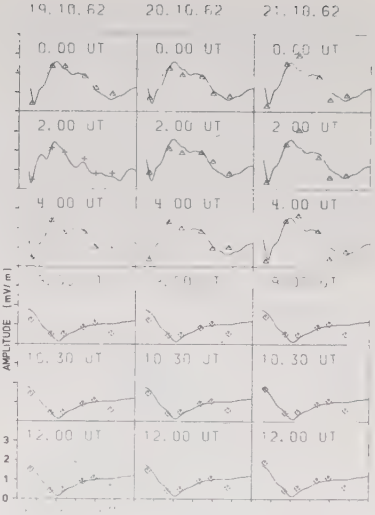




Abb. 16a

Abb. 16b

Abb. 16a : Elektronendichteprofile für Tag und Nacht zur Interpretation von 16-kHz-Messungen im Zeitraum vom 19. - 21.10.1962

Abb. 16b : Zugehörige $E(\alpha)$-Kurven im Vergleich mit Messungen. Die Symbole der Meßpunkte geben die Zuordnung zu den in Bild a) dargestellten Profilen.

die die beste Approximation ergeben. Die Symbole der Meßpunkte geben die Zuordnung zu den in Abb. 16a dargestellten Elektronendichteprofilen an.

## 6.3. Elektronendichteprofile nach einem atmosphärischen Kernwaffenversuch

Einige Elektronendichteprofile für die gestörten Ausbreitungsbedingungen nach dem russischen Kernwaffenversuch am 22.10.1962 um 3.41 UT sind in den Abb. 17a für den 22.10.62 und in Abb. 17b

für den 23.10.1962 wiedergegeben. Zum Vergleich sind in den Bildern die Tag- und Nachtprofile für normale Verhältnisse durch Kurven ohne Symbole eingezeichnet.

Die am 22. Okt. nach 3.41 UT (siehe Abb. 4) gestörte Nachtausbreitung läßt sich durch ein exponentielles Elektronendichteprofil beschreiben, das eine Mittelstellung zwischen einem ungestörten Nacht- und Tagesprofil einnimmt.

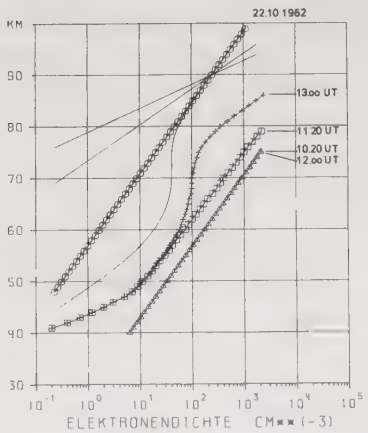



Abb. 17a

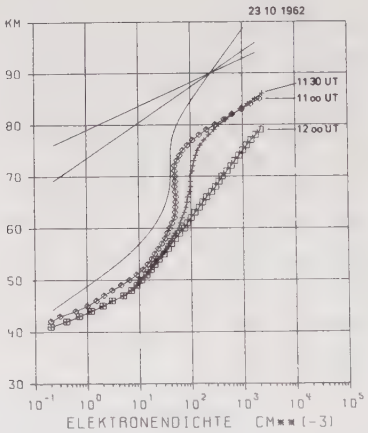



Abb. 17b

Abb. 17 : Elektronendichteprofile nach einem atmosphärischen Kernwaffenversuch.

Die Tagesprofile am 22.10. zeichnen sich durch ihre hohe Elektronenkonzentration aus; die Dichte erreicht Werte, die rund zehnmal größer als beim normalen Tagesprofil sind. Die tagsüber auftretenden Feldstärkeschwankungen (siehe Abb. 3) spiegeln sich in entsprechenden Schwankungen der Elektronendichteprofile wider. Um 10.20 UT beobachtet man an den meisten Stationen ein Feldstärkemaximum, um 11.20 UT ein Minimum, danach um 12 Uhr

wieder ein Maximum und um 13.00 UT, am Beginn einer Senderpause, nähert sich die Feldstärke wieder einem Minimum.

Bemerkenswert am 23. Okt. 62 ist die nahezu sprunghafte Feldstärkeänderung zwischen 11 und 12 UT (siehe Abb. 3). In den Vormittagsstunden hat sich die Elektronendichteverteilung (11-Uhr-Profil in Abb. 18b) wieder weitgehend den normalen Verhältnissen genähert, liegt aber noch über dem Niveau der ungestörten Vortage. Nach 11.00 UT wird der Raum oberhalb 60 km mit Elektronen aufgefüllt und um 12.00 UT liegt eine ebenso hohe Konzentration vor wie am 22.10. um 11.20 UT. Die große Elektronendichte bleibt bis zum Beginn des SU-Effektes erhalten.

## 7. Zusammenfassung

Zur Interpretation von Längstwellenmessungen längs eines Großkreises im Entfernungsbereich zwischen 350 und 800 km vom Sender werden für verschiedene Ionosphärenmodelle die Empfangsfeldstärken in Abhängigkeit von der Senderentfernung berechnet.

Dazu werden die Reflexionseigenschaften der D-Region nach der sog. Full-Wave-Methode ermittelt. Das Rechenprogramm erlaubt die Eingabe beliebiger Höhenverteilungen von Elektronendichte und Stoßzahl und liefert für vorgegebene Frequenz und Ausbreitungsrichtung zum Erdmagnetfeld die vier Elemente der Reflexionskoeffizientenmatrix als Funktion des Einfallswinkels.

Die im sphärischen Wellenleiter am Boden resultierende Empfangsfeldstärke wird nach der Ray-Theorie berechnet. Dem Einfluß der troposphärischen Refraktion und der fokussierenden Wirkung des Wellenleiters wird Rechnung getragen. Das im Anhang beigefügte Rechenprogramm zeichnet sich dadurch aus, daß die vier einfallswinkelabhängigen Triangulationshöhen des Wellenleiters berücksichtigt werden.

Die postulierten Ionosphärenmodelle unterscheiden sich durch die Höhenabhängigkeit der Elektronenkonzentration. Es werden mathematische Profile mit 2 und 5 Parametern als auch multiparametrige Verteilungen betrachtet. Bei einfachen Profilen ergibt sich ein systematischer Zusammenhang zwischen Elektronendichtevariationen und den Änderungen der Feldstärke-Entfernungsabhängigkeit. Mit zunehmender Komplexität der Profile lassen sich allerdings Trends in den zugehörigen Feldstärke-Entfernungskurven immer weniger verfolgen.

Die theoretisch berechneten Feldstärken werden mit experimentellen verglichen. Dasjenige Modell, das eine gute Übereinstimmung zwischen beiden ergibt, wird als eine brauchbare Approximation der realen D-Region angesehen. Aus dem Meßmaterial, das aus simultanen Registrierungen der Amplitude von 16-kHz-GBR an 6

verschiedenen Stationen längs der Linie Rugby-Lindau besteht, lassen sich so Tag- und Nachtprofile der Elektronendichte gewinnen. Die gestörten Ausbreitungsbedingungen nach einem atmosphärischen Kernwaffenversuch können durch Profile mit gegenüber normalen Tagen zehnmal höheren Elektronenkonzentrationen beschrieben werden.

Die Modellrechnungen wurden auf der UNIVAC 1108 der Gesellschaft für wissenschaftliche Datenverarbeitung, Göttingen, durchgeführt.

Literaturverzeichnis


| | | |
|---|---|---|
| BAIN, W.C.<br>BRACEWELL, R.N.<br>STRAKER, T.W.<br>WESCOTT, C.H. | 1952 | The ionospheric propagation of radio waves of frequency 16 kc/s over distances of about 540 km.<br>Proc. IEEE 99, 250 |
| BARR, R. | 1971 | The propagation of ELF and VLF radio waves beneath an inhomogeneous anisotropic ionosphere.<br>J. Atm. Terr. Phys. 33, 343 - 353 |
| BRACEWELL, R.N.<br>BUDDEN, K.G.<br>RATCLIFFE, J.A.<br>STRAKER, T.W.<br>WEEKES, K. | 1951 | The ionospheric propagation of low- and very-low-frequency radio waves over distances less than 1000 km.<br>Proc. Instn. elect. Engrs. 98, 221 |
| BREMMER, H | 1949 | Terrestrial Radio Waves.<br>Elsevier Publishing Company, New York |
| BUDDEN, K.G. | 1961 | Radio waves in the ionosphere.<br>Cambridge University Press. |
| CRAIN, C.M. | 1970 | Ionospheric probing with long wavelength radio waves.<br>J. Atm. Terr. Phys. 32, 551 - 566 |
| DEEKS, D.G. | 1966a | D-region electron distributions in middle latitudes deduced from the reflection of long radio waves.<br>Proc. R. Soc. A 291, 413 - 437 |
| DEEKS, D.G. | 1966b | Generalized full wave theory for energy-dependent collision frequencies.<br>J. Atm. Terr. Phys. 28, 839 |
| DEGENHARDT, W.<br>RINNERT, K. | 1973 | Anwendung von Mode-Theorie und Ray-Theorie zur Interpretation von Längstwellenmessungen in mittleren Entfernungen.<br>Kleinheubacher Berichte, 16, 1973, S. 305 - 318 |
| FRISIUS, J.<br>EHMERT, A.<br>STRATMANN, D. | 1964 | Effects of distant high altitude nuclear tests on VLF-propagation.<br>J. Atm. Terr. Phys. 26, 251-262 |
| GROSSKOPF, J. | 1970 | Wellenausbreitung, Bd. I.<br>Bibliographisches Institut, Mannheim |

| | | |
|---|---|---|
| JONES, T.B.<br>WAND, I.C. | 1970 | An investigation of the reflection properties of various ionospheric models for radio waves in the frequency range 16 - 3000 kHz.<br>J. Atm. Terr. Phys. 32, 1705 - 1717 |
| PITTEWAY, M.L.V. | 1965 | The numerical calculation of wave-fields, reflection coefficients and polarizations for long radio waves in the lower ionosphere, I.<br>Phil. Trans. R. Soc., A 257, 219-241 |
| RIES, G. | 1964 | Untersuchung von Polarisationspeil-fehlern bei der Längstwellenpeilung.<br>Dissertation, Aachen. |
| RINNERT, K. | 1972 | Untersuchung der Längstwellenaus-breitung im Erde-Ionosphäre-Wellen-leiter und ihr Zusammenhang mit Elektronendichteverteilungen in der D-Region.<br>Dissertation, Göttingen. |
| SEILER, E. | 1969 | Der Digitalisierer, Gerätebe-schreibung und Rechenprogramme.<br>GAMMA 5, Institut für Geophysik und Meteorologie der Techn. Universität Braunschweig. |
| SOMMERFELD, A. | 1909 | Ann. Phys. 28, 665 |
| SOMMERFELD, A. | 1962 | Partielle Differentialgleichungen der Physik.<br>Akad. Verlagsges. Geest + Portig, Leipzig |
| STRATMANN, D. | 1964 | Beitrag zur Untersuchung der Aus-breitungsbedingungen von Längstwellen mit Hilfe einer Empfängerkette.<br>Diplomarbeit, Göttingen. |
| STRATMANN, D. | 1970 | Berechnung des Wellenfeldes eines Längstwellensenders im Entfernungsbe-reich bis 1000 km zur kontinuierlichen Sondierung der tiefen Ionosphäre durch Feldstärkemessungen in geeigne-ten Entfernungen vom Sender.<br>Mitteilungen aus dem Max-Planck-Institut für Aeronomie, Nr. 41. |
| THIEL, J.<br>CORY, H.<br>VIGNERON, J.<br>BERCY, C. | 1973 | A propagation study of VLF waves in the Earth-ionosphere wave-guide using receivers aboard a balloon and on the ground.<br>J. Atm. Terr. Phys. 35, 1539 - 1559 |

| | | |
|---|---|---|
| THOMAS, L. | 1969 | The effcts of ions on the propagation of e.l.f. and v.l.f. waves in the lower ionosphere. J. Atm. Terr. Phys. 31, 991 - 1002 |
| THOMAS, L.<br>HARRISON, M.D. | 1970 | The electron density distributions in the D-region during the night and pre-sunrise period. J. Atm. Terr. Phys. 32, 1 - 14 |
| VAN DER POL | 1941 | Hochfrequenztechnik und Elektro-akustik 58, 163 - 171 |
| VOLLAND, H. | 1961 | Comparison between mode theory and ray theory of VLF propagation. J. Res. NRS 65D, 357-361 |
| VOLLAND, H. | 1968 | Die Ausbreitung langer Wellen. Verlag Vieweg, Braunschweig. |
| VIERTEL, W.A.<br>SECHRIST, C.F. Jr. | 1969 | Full-wave calculation of reflection coefficients from D-region electron-density profiles. Aeronomy Report No. 33, University of Illinois, Urbana. |
| WAND, I.C.<br>JONES, T.B. | 1970 | Full-wave studies of the ionospheric reflection coefficients of VLF and LF radio waves. J. Atm. Terr. Phys. 32, 737 -756. |
| WEEKES, K.<br>STUART, R.D. | 1952 | The ionospheric propagation of radio waves with frequencies up to 1000 kc/s. Proc. Instn. elect. Engrs. 92, 29 |
| WESTERLUND, S.<br>REDES, F.H. | 1973 | VLF propagation at auroral latitudes. J. Atm. Terr. Phys. 35, 1453 - 1474. |

# ANHANG

```
C
C     ************************************************
C     *                                              *
C     *  FELDSTAERKE ALS FUNKTION DER SENDERENTFERNUNG *
C     *                                              *
C     ************************************************
C
C
C     EINGABEDATEN
C     1. KARTE      SIGMA      ERDBODENLEITFAEHIGKEIT IN A/(VM)
C                   RNULL      (EFFEKTIVER) ERDRADIUS IN KM
C
C     2. KARTE      FEHLER     FEHLERGRENZE FUER FELDSTAERKEBERECHNUNG
C
C     3. KARTE      MIPLOT     MARKE SETZEN. MIPLOT=1 BEDEUTET GRAPH.
C                              DARSTELLUNG VON E(RHO)
C                   NS         ANZAHL DER DRUCKZEILEN FUER ABSZISSE
C                   NABS       ANZAHL DER TEILUNGSSTRICHE AN ABSZISSE
C                   AMPLIM     MAX. AMPLITUDENWERT FUER PLOT
C
C     4. KARTE      NURPKT     MARKE SETZEN. NURPKT=1 BEDEUTET DISKRETE
C                              ENTFERNUNGEN EINLESEN
C                   KM         ANZAHL DER DISKRETEN ENTFERNUNGEN
C
C     5. KARTE      RHOMIN     KLEINSTE ENTFERNUNG IN KM
C     (NURPKT=0)    RHOMAX     GROESSTE ENTFERNUNG IN KM
C                   DELTAR     SCHRITTWEITE IN KM
C
C     5. KARTE      DISTAN     DISKRETE ENTFERNUNGEN IN KM
C     (NURPKT=1)               ANZAHL DER KARTEN = KM
C
C     LETZTE KARTE  MODELE     ANZAHL DER MODELLE
C                   MARKE      MARKE=0=REFLXKOEFF BERECHNEN
C                              MARKE=1=REFLXKOEFF EINLESEN
C
C
      DOUBLE PRECISION FAKTOR , QUOT , QUOT1 , ZWIWE
      DOUBLE PRECISION DELTI , DELTA , DELTAA , DELTAN
      DOUBLE PRECISION COTALT , COTN , COTE , COTEQ , COTDEL
      DOUBLE PRECISION THETAE , THETAI
      DIMENSION HV(4),THETAI(4),COTDEL(4),DELTI(4)
      DIMENSION KSPEIR(5,110,2) , KSPEIA(5, 91,2) , KSPEIB(5,100,2)
      DIMENSION DISTAN(10)
      DIMENSION WINKEL(101),FELD(101),ABSCI(21)
      DIMENSION R(91,4) , PHI(91,4) , H(91,4)
      DIMENSION NAME(14),WINKEA(46),RA(46,4),RW(46,4)
      DIMENSION THETA(4)
C
C     EINGABE DER DATEN UND PROTOKOLL UEBER DIE EINGABEDATEN
C
      READ (5,1001) SIGMA , RNULL
 1001 FORMAT (10X,E20.8,10X,E20.8)
      READ (5,1008) FEHLER
 1008 FORMAT (10X,E10.3)
      READ (5,1020) MIPLOT , NS , NABS , AMPLIM
 1020 FORMAT (10X,I5,15X,I5,15X,I5,15X,E10.3)
      READ (5,1012) NURPKT , KM
 1012 FORMAT (10X,I5,15X,I5)
      IF ( NURPKT . EQ . 1 )  GO TO  1
      READ (5,1003) RHOMIN , RHOMAX , DELTAR
 1003 FORMAT (3(10X,E10.3))
      KM=(RHOMAX-RHOMIN)/DELTAR  +1.5
      GO TO                      9999
 1    READ (5,1013) ( DISTAN(I) , I=1,KM )
 1013 FORMAT (4E20.8)
```

```
 9999 READ (5,9998) MODELE , MARKE
 9998 FORMAT (2I5)
C
      DO                          9997 MMM=1,MODELE
C
      IF ( MARKE .EQ. 1 )         GOTO 3
      CALL    REFLXK ( NAME,FREQU,HNULL,LMAX,WINKEA,RA,RW )
 3    CONTINUE
      CALL    UMWAND ( NAME,FREQU,HNULL,LMAX,WINKEA,RA,RW,R,H,PHI,MARKE)
C
      WK=FREQU*6.283185/299.79
      DO                                    61 K=1,4
      DO                          61 J=1,91
      PHI(J,K)=PHI(J,K)/57.29578
 61   CONTINUE
C
      WRITE (6,6001)
 6001 FORMAT (1H1)
      WRITE (6,1000)
 1000 FORMAT (1H0,10X,45HFELDSTAERKE ALS FUNKTION DER SENDERENTFERNUNG/
     *         1H ,10X,45H----------------------------------------/
     *         1H0,10X,24H E I N G A B E D A T E N//)
      WRITE (6,1009) FEHLER
 1009 FORMAT (1H0,13HFEHLERGRENZE=,F10.6)
      WRITE (6,1021) MIPLOT , NS , NABS , AMPLIM
 1021 FORMAT (1H0,17HDATEN FUER AUPLOT,10X,7HMIPLOT=,I5,10X,3HNS=,I5,10X
     *,5HNABS=,I5,10X,7HAMPLIM=,F10.3)
      IF ( NURPKT .EQ. 1 )     GO TO  9990
      WRITE (6,1004) RHOMIN , RHOMAX , DELTAR
 1004 FORMAT (1H0,22HENTFERNUNGSBEREICH VON,F6.0,7H KM BIS,F6.0,3H KM,10
     *X,13HSCHRITTWEITE=,F6.0,3H KM)
      GO TO                     2
 9990 WRITE (6,1014) KM , (DISTAN(I) , I=1,KM )
 1014 FORMAT (1H0,17HANZ.ENTFERNUNGEN=,I2,10X,24HENTFER. IN KM VOM SENDE
     *R/(1H ,32X,E20.8))
 2    WRITE (6,1002) RNULL , SIGMA
 1002 FORMAT (1H0,6HRERDE=,F6.0,3H KM,10X,6HSIGMA=,F5.2,8H A/(V*M))
C     WRITE (6,6001)
      WRITE (6,8000) NAME
 8000 FORMAT (1H0,7HMODELL=,13A6,A2/1H0,10X,10HENTFERNUNG,11X,9HAMPLITUD
     *E,15X,5HPHASE,11X,9HORDNUNG M/)
C
C
C
C     FELDSTAERKEBERECHNUNG FUER GEGEBENE ENTFERNUNGEN
C
      DO                                    400 K=1,KM
      RHO=RHOMIN+DELTAR*FLOAT(K-1)
      IF ( NURPKT .EQ. 1 )                  RHO=DISTAN(K)
C
C     BODENWELLE
C
      DELTA1=RHO/RNULL
      DELTA2=DELTA1/2.
      SIN1=SIN(DELTA1)
      CALL     BODENW (FREQU,RNULL,RHO,SIGMA,WAMPLI,WPHASE)
      REELL=0.5/DELTA1*COS(WPHASE)*WAMPLI
      HIMAG=0.5/DELTA1*SIN(WPHASE)*WAMPLI
C
C
      COTE =1.D0
      COTEQ=1.D0
      THETAE=45.D0/57.29578D0
C
      M=0
```

```
      DO                                        65 J=1,5
      KSPEIR(J,1,1)=0
      KSPEIR(J,1,2)=0
 65   CONTINUE
      KSPEIR(5,1,1)=1
C
C
C     BODENWELLE PROTOKOLLIEREN
C     FELDST=SQRT(REELL**2+HIMAG**2)
C     AMPLI=FELDST*1200./RNULL
C     PHASE1=57.29578*ATAN2(HIMAG,REELL)
C     WRITE (6,6002) RHO,AMPLI,PHASE1,M
C6002 FORMAT (1H0,F20.1,F20.4,F20.2,I20)
C
C
C     GEWICHTSFAKTOREN UND EXPONENTEN FUER DIE SUMMANDEN
C     DER REFLEXIONSORDNUNG M
C
 70   M=M+1
      IF ( M .GE. 21 )                          GO TO  380
      MH=M-1
      NG11=(MH/2)*(M/2)+1
      NG12=(M/2)*(MH/2+1)
      NGR11=(M/2)*((M+1)/2)+1
      NGR12=((M+1)/2)*(M/2+1)
C
      DO                                        90 I=1,NG11
      DO                                        80 J=1,5
      KSPEIA(J,I,1)=KSPEIR(J,I,1)
      KSPEIA(J,I,2)=KSPEIR(J,I,1)
 80   CONTINUE
      KSPEIA(3,I,1)=KSPEIA(3,I,1)+1
      KSPEIA(2,I,2)=KSPEIA(2,I,2)+1
 90   CONTINUE
C
      DO                                        110 I=1,NG12
      DO                                        100 J=1,5
      KSPEIB(J,I,1)=KSPEIR(J,I,2)
      KSPEIB(J,I,2)=KSPEIR(J,I,2)
 100  CONTINUE
      KSPEIB(1,I,1)=KSPEIB(1,I,1)+1
      KSPEIB(5,I,1)=-1*KSPEIB(5,I,1)
      KSPEIB(4,I,2)=KSPEIB(4,I,2)+1
      KSPEIB(5,I,2)=-1*KSPEIB(5,I,2)
 110  CONTINUE
C
      DO                                        320 N=1,2
      DO                                        120 I=1,NGR12
      KSPEIR(5,I,N)=0
 120  CONTINUE
      NRFRPL=1
      NRGLA=1
      NRGLB=1
 130  IF ( NRGLA . GT . NG11 )                  GO TO  260
      IF ( KSPEIA(5,NRGLA,N) . EQ . 0 )         GO TO  250
      IF ( NRGLB . GT . NG12 )                  GO TO  230
      IF ( KSPEIB(5,NRGLB,N) . EQ . 0 )         GO TO  170
      KONRA=1
      KONRB=1
 140  IF ( KSPEIA(KONRA,NRGLA,N) . NE . KSPEIB(KONRB,NRGLB,N) ) GOTO 19
      IF ( KONRA . NE . 4 )                     GO TO  180
      KSPEIA(5,NRGLA,N)=KSPEIA(5,NRGLA,N) + KSPEIB(5,NRGLB,N)
      DO                                        150 J=1,5
      KSPEIR(J,NRFRPL,N) = KSPEIA(J,NRGLA,N)
 150  CONTINUE
```

```
      NRGLA=NRGLA+1
  160 NRFRPL=NRFRPL+1
  170 NRGLB=NRGLB+1
      GO TO                                  130
  180 KONRA=KONRA+1
      KONRB=KONRB+1
      GO TO                                  140
  190 IF ( KSPEIA(KONRA,NRGLA,N) . LT . KSPEIB(KONRB,NRGLB,N) ) GOTO 210
      DO                                     200 J=1,5
      KSPEIR(J,NRFRPL,N) = KSPEIA(J,NRGLA,N)
  200 CONTINUE
      NRFRPL=NRFRPL+1
      NRGLA=NRGLA+1
      GO TO                                  130
  210 DO                                     220 J=1,5
      KSPEIR(J,NRFRPL,N) = KSPEIB(J,NRGLB,N)
  220 CONTINUE
      GO TO                                  160
  230 DO                                     240 J=1,5
      KSPEIR(J,NRFRPL,N) = KSPEIA(J,NRGLA,N)
  240 CONTINUE
      NRFRPL=NRFRPL+1
  250 NRGLA=NRGLA+1
      GO TO                                  130
  260 IF ( NRGLB .GT. NG12 )                 GO TO  290
      IF ( KSPEIB(5,NRGLB,N) . EQ . 0 )      GO TO  280
      DO                                     270 J=1,5
      KSPEIR(J,NRFRPL,N) = KSPEIB(J,NRGLB,N)
  270 CONTINUE
      NRFRPL=NRFRPL+1
  280 NRGLB=NRGLB+1
      GO TO                                  260
  290 DO                                     300 I=1,NG11
      KSPEIA(5,I,N)=0
  300 CONTINUE
      DO                                     310 I=1,NG12
      KSPEIB(5,I,N)=0
  310 CONTINUE
  320 CONTINUE
C
C
C
C
      DO                                     71 I=1,4
      DELTI(I)=DELTA2/FLOAT(M)
      THETAI(I)=THETAE-DELTI(I)
   71 CONTINUE
      N1=0
C
C
C
C     ITERATIVE BERECHNUNG DES ABSTRAHLWINKELS FUER DEN STRAHL N1 BEI
C     DER REFLEXIONSORDNUNG M
C
  330 N1=N1+1
      IF ( N1 . GT . NGR11 )                 GO TO  375
      IF ( KSPEIR(5,N1,1) . EQ . 0 )         GO TO  330
      K1=0
C
  335 DELTA=0.D0
      K1=K1+1
      DO                                     365 I=1,4
      IF ( KSPEIR(I,N1,1) . EQ . 0 )         GO TO  365
      THETAR=57.29578*SNGL( THETAI(I) )
      NA=THETAR+1.
```

```
      IF ( NA .LT. 2 )          NA=2
      NB=NA+1
      FA=THETAR-FLOAT(NA-1)
      HV(I)= H(NA,I) + FA* ( H(NB,I) - H(NA,I) )
      QUOT1=(RNULL/ ( RNULL+HV(I) ) )**2
      ZWIWE=1.DO-QUOT1
      COTDEL(I)=( COTE+DSQRT( COTEQ-ZWIWE*(COTEQ-QUOT1) ) )/ZWIWE
      DELTI(I)=DATAN ( 1.DO/COTDEL(I) )
      DELTA=DELTA+FLOAT ( KSPEIR(I,N1,1) )*DELTI(I)
  365 CONTINUE
      FAKTOR=DELTA/DELTA2
      DELTAN=DELTA
      COTN=COTE
      COTE=COTE*FAKTOR
      COTEQ=COTE**2
      THETAE=DATAN ( 1.DO/COTE )
      DO                                        366 I=1,4
      IF ( KSPEIR(I,N1,1) . EQ . 0 )            GO TO  366
      DELTI(I)=DELTI(I)/FAKTOR
      THETAI(I)=THETAE-DELTI(I)
  366 CONTINUE
      IF ( K1 .GE. 100 )                        GO TO  367
      IF ( ABS(FAKTOR-1.) . GT . 1.E-6 )        GO TO  335
      GO TO                                     368
  367 WRITE (6,4000) K , M , N1 , K1 , FAKTOR
  4000 FORMAT (1H ,10X,37HACHTUNG. SCHLECHTE KONVERGENZ FUER K=,I2,5X,2HM
     **,I3,5X,3HN1=,I4,5X,3HK1=,I3,5X,7HFAKTOR=,D15.8)
C
C
C
C
C
C     SUMMAND N1 BEI DER REFLEXIONSORDNUNG M
C
  368 RGESMT=1.
      RLGST=0.
      PHIGST=0.
      DELTA=0.DO
C
      DO                                        373 I=1,4
      THETA(I)=0.
      IF ( KSPEIR(I,N1,1) . EQ . 0 )            GO TO  373
      THETAR=57.29578*SNGL( THETAI(I) )
      THETA(I)=THETAR
      NA=THETAR+1.
      NB=NA+1
      FA=THETAR-FLOAT(NA-1)
      RR=R(NA,I)+FA*( R(NB,I)-R(NA,I) )
      RGESMT=RGESMT*RR**KSPEIR(I,N1,1)
C
      IF ( NA .LT. 2 )          NA=2
      NB=NA+1
      FA=THETAR-FLOAT(NA-1)
      PHIR=PHI(NA,I) + FA*( PHI(NB,I) - PHI(NA,I) )
      PHIGST=PHIGST + PHIR * FLOAT( KSPEIR(I,N1,1) )
C
      HV(I)= H(NA,I) + FA* ( H(NB,I) - H(NA,I) )
      QUOT1=( RNULL/(RNULL+HV(I) ) )**2
      ZWIWE=1.DO - QUOT1
      COTDEL(I)=( COTE+DSQRT( COTEQ-ZWIWE* ( COTEQ-QUOT1 ) ) )/ZWIWE
      DELTI(I)=DATAN ( 1.DO/COTDEL(I) )
      DELTA=DELTA + DELTI(I) * FLOAT ( KSPEIR(I,N1,1) )
C
      RLGST=RLGST + SQRT ( (1.+COTEQ)/(1.+COTDEL(I)**2) )*( RNULL+HV(I)
     1) * FLOAT ( KSPEIR(I,N1,1) )
```

```
 373  CONTINUE
C
C      DIFFERENZENQUOTIENT FUER KONVERGENZFAKTOR
       DELTAA=DELTAN
       DELTAN=DELTA
       COTALT=COTN
       COTN=COTE
       RLGST=RLGST*2.
       QUOT=DABS ( (DELTAA-DELTAN)/(COTALT-COTN) )*2.DO
C
C      BETRAG=RGESMT*RNULL/((1.+SNGL(COTEQ))*RLGST) (OHNE FOKUSSIERUNGSF)
       BETRAG=RGESMT/( (1.+SNGL(COTEQ))*SQRT( SNGL( COTE*(1.DO+COTEQ)*SIN
      .1*QUOT) ) )
       PHASE=PHIGST+WK*(RHO-RLGST)
C
C
C
C
C      BEITRAG DES SUMMANDEN N1 ZUR GESAMTFELDSTAERKE
C
       REELL=REELL+BETRAG*COS(PHASE)
       HIMAG=HIMAG+BETRAG*SIN(PHASE)
       FELDST=SQRT( REELL**2 + HIMAG**2 )
C
C      ZWISCHENERGEBNISSE PROTOKOLLIEREN
C      AMPLI=FELDST*1200./RNULL
C      PHASE1=57.29578*ATAN2(HIMAG,REELL)
C      WRITE (6,6003) RHO,AMPLI,PHASE1,M,N1,(KSPEIR(J,N1,1),J=1,5)
C6003 FORMAT (1H ,F20.1,F20.4,F20.2,I20,I10,5X,5I4)
C      WRITE (6,6004)THETA
C6004 FORMAT (1H ,79X,8HTHETA1-4,4F7.2)
C
       IF ( BETRAG . LT . FEHLER*FELDST )  KSPEIR(5,N1,1)=0
       GO TO                               330
 375   DO                                  376 L1=1,NGR11
       IF ( KSPEIR(5,L1,1) . NE . 0 )      GO TO  70
 376   CONTINUE
       GO TO                    390
C
 380   WRITE (6,5000)
 5000  FORMAT (1HO,114HFUER DIE FOLGENDE ENTFERNUNG ERGABEN 20 REFLEXIONE
      *N KEIN UNTERSCHREITEN DES VORGEGEBENEN FEHLERS. ABBRUCH BEI M=21)
C
C
C
C
C      GESAMTFELDSTAERKE
C
 390   AMPLI=FELDST*1200./RNULL
       PHASE1=57.29578*ATAN2( HIMAG , REELL )
       FELD(K)=AMPLI
       WINKEL(K)=PHASE1
C
       WRITE (6,6000) RHO,AMPLI,PHASE1,M
 6000  FORMAT (1H ,F20.1,F20.4,F20.2,I20)
C
 400   CONTINUE
C
       IF ( MIPLOT .NE. 1 )     GOTO  9996
C
       CALL AUPLOT ( 6HAMPLI , NAME , RHOMIN , RHOMAX , NS , FELD , KM ,
      *              ABSCI , NABS , 0. , AMPLIM )
C
       CALL AUPLOT (  6HPHASE , NAME , RHOMIN , RHOMAX , NS , WINKEL ,
      *              KM , ABSCI , NABS , -190. , 190. )
```

```
C
 9996 CALL                    DAUER(1)
 9997 CONTINUE
C
      END




      SUBROUTINE   REFLXK (NAME,FREQU,HNULL,LMAX,WINKEA,RA,RW)
C
C     ************************************************
C     *                                              *
C     *  PROGRAMM ZUR BERECHNUNG DER IONOSPHAERISCHEN  *
C     *  REFLEXIONSKOEFFIZIENTEN FUER LAENGSTWELLEN    *
C     *                                              *
C     ************************************************
C
      DIMENSION Y(8) , YA(8) , R(8) , AR(2,2) , WR(2,2)
      DIMENSION NAME(14)
      DIMENSION RA(46,4) , RW(46,4) , WINKEA(46)
      DIMENSION AUX(48),HM(3,3),ELN(100)
      DIMENSION Z(100)
      COMMON AUX,HM,ZX,WNWH,VWH,SI,CO,IS,WHW,VA,VB,ZBEGIN,ELA,ELB,MITSTO
     *,EMAX,HMAX,DICKE,NURPKT,ELN
C
C
C     EINGABE DER DATEN UND PROTOKOLL UEBER DIE EINGABEDATEN
C
      IN=5
      IDRUCK=6
100   DICKE=1.
C
      WRITE (IDRUCK,3000)
 3000 FORMAT (1H1,44HIONOSPHAER. REFLEX.KOEFF. FUER LAENGSTWELLEN/1H ,44
     *H----------------------------------/1HO,24H E I N G A B
     *E D A T E N/1H ,24H ----------------------)
C
      READ (IN,2530) NAME
      READ (IN,2001) FREQU , VA , VB
      READ (IN,2001) BERDE , RINKLI , AZ
      READ (IN,2001) ZBEGIN , ZEND , RMARKE
 2001 FORMAT (4E20.8)
 2530 FORMAT (13A6,A2)
C
      WH=1.759*BERDE*1.E+11
      HNULL=ZEND
      NELN=IFIX(ZBEGIN-ZEND+1.1)
      NURPKT=IFIX(RMARKE+0.1)
C
      WRITE (IDRUCK,3009) NAME
      WRITE (IDRUCK,3001) FREQU
      WRITE (IDRUCK,3005)  VA , VB
      WRITE (IDRUCK,3002) WH , BERDE
      WRITE (IDRUCK,3003) RINKLI
      WRITE (IDRUCK,3004) AZ
C
 3009 FORMAT (1HO,7HMODELL=,13A6,A2/1H ,7H-------)
 3001 FORMAT (1HO,8HFREQUENZ,10X,6HFREQU=,E20.8,4H KHZ)
 3005 FORMAT (1HO,28HSTOSSZAHL  V=EXP(-(H-VA)/VB),10X,3HVA=,E20.8,4H  KM
     *,10X,3HVB=,E20.8,4H  KM)
 3002 FORMAT (1HO,12HGYROFREQUENZ,10X,3HWH=,E20.8,11H  (SEC)**-1/1HO,21H
     *ERDMAGNETFELD  BERDE=,E20.8,11H V*SEC/M**2)
 3003 FORMAT (1HO,11HINKLINATION,10X,6HINKLI=,E20.8,6H  GRAD)
```

```
 3004 FORMAT (1HO,20HAUSBREITUNGSRICHTUNG,10X,3HAZ=,E20.8,6H  GRAD)
C
      IF ( NURPKT-1 )              7,5,7
C
 7    READ (IN,2001) ELA , ELB , RMARKE
      WRITE (IDRUCK,3006) ELA , ELB
 3006 FORMAT (1HO,38HELEKTRONENDICHTE  ELN=EXP((H-ELA)/ELB),10X,4HELA=,E
     *20.8,4H  KM,10X,4HELB=,E20.8,4H  KM)
C
      MITSTO=IFIX(RMARKE+0.1)
      IF ( MITSTO-1 )              8,3,8
C
 3    READ (IN,2001) EMAX , HMAX , DICKE
      WRITE (IDRUCK,3021) EMAX , HMAX , DICKE
 3021 FORMAT (1HO,37HNGAUSS=EMAX*EXP(-((H-HMAX)/DICKE)**2),10X,5HEMAX=,F
     *5.1,10H ELN/CM**3,10X,5HHMAX=,F5.1,3H KM,10X,6HDICKE=,F5.1,3H KM)
      WRITE ( IDRUCK,3012)
 3012 FORMAT (1HO,41HRESULT. ELEKTRONENDICHTE=NEXP*(1.+NGAUSS))
C
 8    WRITE (IDRUCK,3050) ZBEGIN,ZEND,NELN,NURPKT,MITSTO
 3050 FORMAT (1HO,7HZBEGIN=,F5.1,5X,5HZEND=,F5.1,5X,5HNELN=,I5,5X,7HNURP
     *KT=,I5,5X,7HMITSTO=,I5)
      DO                           2002 I=1,NELN
      HOEHE=ZBEGIN-FLOAT(I-1)
      Z(I)=HOEHE
      EEXP=EXP( (HOEHE-ELA)/ELB )
      IF ( MITSTO-1)               2004,2003,2004
 2003 EGAUSS=EMAX*EXP(-((HOEHE-HMAX)/DICKE)**2)
      ELN(I)=EEXP*(1.+EGAUSS)
      GOTO                         2002
 2004 ELN(I)=EEXP
 2002 CONTINUE
      GO TO                        4
C
 5    READ (IN,2510) (ELN(N),Z(N),N=1,NELN)
 2510 FORMAT (2E20.8)
C
 4    WRITE (IDRUCK,2520)ZBEGIN,ZEND,NELN,(Z(N),ELN(N),N=1,NELN)
 2520 FORMAT (1HO,40HELEKTRONENDICHTE (ELN/CM**3) VON ZBEGIN=,F6.1,13H K
     *M BIS ZEND=,F6.1,26H KM IN ABSTAENDEN VON 1 KM,5X,13HANZAHL WERTE=
     *,I3/(10(3X,F10.1)))
C
C
      WRITE (IDRUCK,3010)
 3010 FORMAT (1HO,20H E R G E B N I S S E/1H ,20H --------------------)
C
C     FREQUENZABHAENGIGE HILFSGROESSEN
C
      ELMAX=ELN(1)
      PI=3.141593
      W=2.*PI*FREQU*1000.
      ZX=W/3.E+05
      WNWH=3.1823E+09/W**2
      VWH=1./W
      WHW=WH/W
      WNW=WNWH*ELMAX
      DX=0.2
C
C     INKLINATIONSABH. HILFSGROESSEN
C
      WINKI=(90.-RINKLI)/57.29578
      WINKA=AZ/57.29578
C
      RL=-SIN(WINKI)*COS(WINKA)
      RM=-SIN(WINKI)*SIN(WINKA)
```

```
      RN=COS(WINKI)
C
      HM(1,1)=WHW*RL
      HM(1,2)=WHW*RM
      HM(1,3)=WHW*RN
      HM(2,1)=1.-HM(1,1)**2
      HM(2,2)=1.-HM(1,2)**2
      HM(2,3)=1.-HM(1,3)**2
      HM(3,1)=WHW**2*RL*RM
      HM(3,2)=WHW**2*RL*RN
      HM(3,3)=WHW**2*RM*RN
C
      G=0.5*SQRT(WNW/HM(1,3))
      ZAHL=ZBEGIN-ZEND
C
C     EINFALLSWINKELABH. HILFSGROESSEN
C
      WINKE1=0.
      WINKE2=90.
      DELTA=5.
      LMAX=(WINKE2-WINKE1)/DELTA+1.1
C
      DO                          22 L=1,LMAX
C
      WINKEA(L)=WINKE1+DELTA*FLOAT(L-1)
      WINKE=WINKEA(L)*3.141593/180.
      SI=SIN(WINKE)
      CO=COS(WINKE)
C
      WRITE (IDRUCK,5000) NAME , WINKEA(L)
 5000 FORMAT (1H0//11X,7HMODELL=,13A6,A2/11X,15HEINFALLSWINKEL=,F8.4)
C
      IF ( L-1 )                  23,23,24
C
C     NAEHERUNGSANFANGSWERTE DER ADMITTANZMATRIX
C
 23   YA(1)=+G
      YA(2)=-G
      YA(3)=+G
      YA(4)=-G
      YA(5)=+G
      YA(6)=-G
      YA(7)=-G
      YA(8)=+G
C
C     ANFANGSWERTE DER ADMITTANZMATRIX
C
 24   IS=1
      N=8
      F=1.E-03
      X=0.
      H=DX
      XE=DX
      DO                          15 M=1,8
      Y(M)=YA(M)
 15   CONTINUE
C
      WRITE (IDRUCK,5001) YA
 5001 FORMAT (1H0,5X,7HYA(1-8),3X,8E13.5)
C
      KZW=0
 14   KZW=KZW+1
C
      CALL                        RKM1 ( N, F, X, H, XE, Y, III )
C
```

```
      DO                          16 M=1,8
      IF ( ABS(Y(M)-YA(M) )-ABS(Y(M))*1.E-03 )   16,18,18
 16   CONTINUE
      DO                          17 M=1,8
      YA(M)=Y(M)
 17   CONTINUE
      GOTO                        20
 18   DO                          19 M=1,8
      YA(M)=Y(M)
 19   CONTINUE
      XE=XE+DX
      GO TO                       14
C
 20   WRITE (IDRUCK,5002) YA , KZW
 5002 FORMAT (6X,7HYA(1-8),3X,8E13.5/11X,62HZAHL DER RECHENSCHRITTE ZUR
     1ERMITTLUNG DER ANFANGSWERTE(KZW) =,I9)
C
C     ENDWERTE DER ADMITTANZMATRIX
C
      IS=2
      N=8
      F=1.E-04
      X=0.
      H=DX
      XE=ZAHL*ZX
      DO                          21 M=1,8
      Y(M)=YA(M)
 21   CONTINUE
C
      CALL                        RKM1 ( N, F, X, H, XE, Y, III )
      WRITE (IDRUCK,5003) Y , III
 5003 FORMAT (6X,7HY (1-8),3X,8E13.5/11X,49HZAHL DER INTERVALLE IM INTEG
     1RATIONSBEREICH(III) =,I5)
C
C     REFLEXIONSKOEFFIZIENTEN  ( NEBENFORM )
C
      DETR=Y(1)*Y(7)-Y(2)*Y(8)-Y(3)*Y(5)+Y(4)*Y(6)-CO*Y(1)+1./CO*Y(7)-1.
      DETI=Y(1)*Y(8)+Y(2)*Y(7)-Y(3)*Y(6)-Y(4)*Y(5)-CO*Y(2)+1./CO*Y(8)
      DETB=2./(DETR**2+DETI**2)
C
      R(1)=1.+DETB*(DETR-DETR*Y(7)/CO-DETI*Y(8)/CO)
      R(2)=DETB*(-DETI-DETR*Y(8)/CO+Y(7)*DETI/CO)
      R(3)=-DETB*(DETR*Y(3)+DETI*Y(4))
      R(4)=-DETB*(DETR*Y(4)-DETI*Y(3))
      R(5)=-DETB*(DETR*Y(5)+DETI*Y(6))
      R(6)=-DETB*(DETR*Y(6)-DETI*Y(5))
      R(7)=-1.+DETB*(-DETR-CO*DETR*Y(1)-CO*DETI*Y(2))
      R(8)=DETB*(DETI-CO*DETR*Y(2)+CO*DETI*Y(1))
C
      WRITE (IDRUCK,5004) R
 5004 FORMAT (6X,7H R(1-8),3X,8E13.5)
C
C     REFLEXIONSKOEFFIZIENTEN  ( HAUPTFORM )
C
      AR(1,1)=SQRT( R(1)**2+R(2)**2 )
      AR(1,2)=SQRT( R(3)**2+R(4)**2 )
      AR(2,1)=SQRT( R(5)**2+R(6)**2 )
      AR(2,2)=SQRT( R(7)**2+R(8)**2 )
      WR(1,1)=57.29*ATAN2(R(2),R(1))
      WR(1,2)=57.29*ATAN2(R(4),R(3))
      WR(2,1)=57.29*ATAN2(R(6),R(5))
      WR(2,2)=57.29*ATAN2(R(8),R(7))
C
      WRITE (IDRUCK,5005) AR , WR
 5005 FORMAT (1H0,5X,8HREFLKOEF,2X,5HAR11=,F13.8,5X,5HAR21=,F13.8,5X,5HA
```

```
     1R12=,F13.8,5X,5HAR22=,F13.8/16X,5HWR11=,F13.8,5X,5HWR21=,F13.8,5X,
     25HWR12=,F13.8,5X,5HWR22=,F13.8)
C
      RA(L,3)=AR(1,1)
      RA(L,2)=AR(2,1)
      RA(L,1)=AR(1,2)
      RA(L,4)=AR(2,2)
      RW(L,3)=WR(1,1)
      RW(L,2)=WR(2,1)
      RW(L,1)=WR(1,2)
      RW(L,4)=WR(2,2)
C
  22  CONTINUE
C
      WRITE (IDRUCK,3009) NAME
      WRITE (IDRUCK,3001) FREQU
      WRITE (IDRUCK,4001) HNULL
 4001 FORMAT (1HO,46HBEZUGSHOEHE FUER DIE REFLEXIONSKOEFFIZIENTEN =,F6.2
     *,3H KM)
      WRITE (IDRUCK,4002)
 4002 FORMAT (1HO,5HTHETA,11X,4HAR11,11X,4HAR21,11X,4HAR12,11X,4HAR22,11
     *X,4HWR11,11X,4HWR21,11X,4HWR12,11X,4HWR22)
C
      DO                          4444 N=1,LMAX
      WRITE (IDRUCK,4003) WINKEA(N),RA(N,3),RA(N,2),RA(N,1),RA(N,4),
     *                            RW(N,3),RW(N,2),RW(N,1),RW(N,4)
 4003 FORMAT (F6.2,8F15.8)
 4444 CONTINUE
      RETURN
      END




C
      SUBROUTINE                  RKM1 ( NGL, F, XANF, DX, XEND, Y, III )
C
C     UNTERPROGRAMM  RKM1  INTEGRIERT GEW. GEK. DIFFERENTIALGLEICHUNGEN
C     ------------------------------------------------------------------
C     1. ORDNUNG NACH RUNGE-KUTTA-MERSON  ( VARIABLE SCHRITTWEITE )
C     ------------------------------------------------------------
C
      DIMENSION Y(8)
      DIMENSION AUX(48),HM(3,3),ELN(100)
      COMMON AUX,HM,ZX,WNWH,VWH,SI,CO,IS,WHW,VA,VB,ZBEGIN,ELA,ELB,MITSTO
     *,EMAX,HMAX,DICKE,NURPKT,ELN
C
      III=0
      ICPT1=1
      N=NGL
      X=XANF
      H=DX
      XE=XEND
      N2=N*2
      N3=N*3
      N4=N*4
      N5=N*5
      OFGR=5.*ABS(F)
      UFGR=OFGR/32.
      IF ( H )                    2,1,2
 1    H=1./16.
 2    H2=H/2.
      H3=H/3.
 4    III=III+1
```

```
C
C       PRUEFUNG AUF LETZTEN SCHRITT
C
        IF ( ABS(XE-X)-ABS(H) ) 5,5,10
 5      ICPT1=2
        DX=H
        H=XE-X
        H2=H/2.
        H3=H/3.
C
C       WEGSPEICHERN DER LAUFENDEN VERAENDERLICHEN X,Y
C
 10     XL=X
        DO                              15 I=1,N
        KYL=I+N
        AUX(KYL)=Y(I)
 15     CONTINUE
C
C       BERECHNUNG ALLER K-WERTE
C
        CALL                            DAUX ( N , X , Y )
C
        DO                              20 I=1,N
        KYL=I+N
        K1=I+N2
        AUX(K1)=H3*AUX(I)
        Y(I)=AUX(KYL)+AUX(K1)
 20     CONTINUE
        X=XL+H3
C
        CALL                            DAUX ( N , X , Y )
C
        DO                              25 I=1,N
        KYL=I+N
        K1=I+N2
        ZW=H3*AUX(I)
        Y(I)=AUX(KYL)+0.5*(AUX(K1)+ZW)
 25     CONTINUE
C
        CALL                            DAUX ( N , X , Y )
C
        DO                              30 I=1,N
        KYL=I+N
        K1=I+N2
        K3=I+N3
        AUX(K3)=H*AUX(I)
        Y(I)=AUX(KYL)+0.375*(AUX(K1)+AUX(K3))
 30     CONTINUE
        X=XL+H2
C
        CALL                            DAUX ( N , X , Y )
C
        DO                              35 I=1,N
        KYL=I+N
        K1=I+N2
        K3=I+N3
        K4=I+N4
        AUX(K4)=4.*H3*AUX(I)
        Y(I)=AUX(KYL)+1.5*(AUX(K1)-AUX(K3)+AUX(K4))
 35     CONTINUE
        X=XL+H
C
        CALL                            DAUX ( N , X , Y )
C
        ICPT2=1
```

```
      DO                          50 I=1,N
      K1=I+N2
      K3=I+N3
      K4=I+N4
      K5=I+N5
      AUX(K5)=H3*AUX(I)
C
C     FEHLERABFRAGE
C
      FEHL=ABS(AUX(K1)+AUX(K4)-0.5*(3.*AUX(K3)+AUX(K5)))
      IF ( FEHL-OFGR )            40,40,70
 40   IF ( FEHL-UFGR )            50,41,41
 41   ICPT2=2
 50   CONTINUE
C
C     ENDWERTE NACH Y(I)
C
      DO                          55 I=1,N
      KYL=I+N
      K1=I+N2
      K4=I+N4
      K5=I+N5
      Y(I)=AUX(KYL)+0.5*(AUX(K1)+AUX(K4)+AUX(K5))
 55   CONTINUE
      GO TO                       (60,57) , ICPT1
 60   GO TO                       (65,4 ) , ICPT2
 57   XANF=XE
      RETURN
C
C     FEHLER UNNOETIG KLEIN
C
 65   H=H*2.
      GO TO                       2
C
C     FEHLER ZU GROSS
C
 70   ICPT1=1
      H=H/2.
      X=XL
      DO                          75 I=1,N
      KYL=I+N
      Y(I)=AUX(KYL)
 75   CONTINUE
      GO TO                       2
      END
```

```
C
      SUBROUTINE                DAUX ( N , X , YV )
C
C     UNTERPROGRAMM  DAUX  VERKNUEPFT DIE ABLEITUNGEN DER VARIABLEN MIT
C     ------------------------------------------------------------------
C     DEN VARIABLEN      ( DIFFERENTIALGLEICHUNGEN )
C     ----------------------------------
C
      DIMENSION Y(8) , YV(8)
      DIMENSION AUX(48),HM(3,3),ELN(100)
      COMMON AUX,HM,ZX,WNWH,VWH,SI,CO,IS,WHW,VA,VB,ZBEGIN,ELA,ELB,MITSTO
     *,EMAX,HMAX,DICKE,NURPKT,ELN
C
C     ELEKTRONENDICHTE  -  STOSSZAHL
C
      DO                        10 I=1,8
      Y(I)=YV(I)
 10   CONTINUE
      GOTO                      (1,2),IS
 1    Z=ZBEGIN
      GOTO                      3
 2    Z=ZBEGIN-X/ZX
 3    VW=VWH*EXP(-(Z-VA)/VB)
      IF ( NURPKT-1 )           4,7,4
 4    EEXP=EXP((Z-ELA)/ELB)
      IF (MITSTO-1)             6,5,6
 5    EGAUSS=EMAX*EXP(-((Z-HMAX)/DICKE)**2)
      ELX=EEXP*(1.+EGAUSS)
      GOTO                      8
 6    ELX=EEXP
      GOTO                      8
C
 7    XI=X/ZX+1.
      K=XI
      L=K+1
      ELX=ELN(K)-(ELN(K)-ELN(L))*(XI-FLOAT(K))
 8    WNW=WNWH*ELX
      GOTO                      (9,31),IS
 9    IF ( X )                  31,31,41
C
C     KOEFFIZIENTENHILFSGROESSEN
C
 31   D=3.*VW-VW**3-VW*WHW**2
      F=1.-3.*VW**2-WHW**2
      E=-WNW/(F**2+D**2)
C
      HR=E*F
      HI=E*D
      HGR=E*(-F*VW+2.*D)*VW
      HGI=E*(-D*VW-2.*F)*VW
      HUR=E*(-F*VW+D)
      HUI=E*(-D*VW-F)
C
C     BERECHNUNG DER SUSZEPTIBILITAETSMATRIX
C
      S11R=HGR+HR*HM(2,1)
      S11I=HGI+HI*HM(2,1)
      S12R=HUR*HM(1,3)-HR*HM(3,1)
      S12I=HUI*HM(1,3)-HI*HM(3,1)
      S13R=-HUR*HM(1,2)-HR*HM(3,2)
      S13I=-HUI*HM(1,2)-HI*HM(3,2)
      S21R=-HUR*HM(1,3)-HR*HM(3,1)
      S21I=-HUI*HM(1,3)-HI*HM(3,1)
      S22R=HGR+HR*HM(2,2)
      S22I=HGI+HI*HM(2,2)
```

```
      S23R=HUR*HM(1,1)-HR*HM(3,3)
      S23I=HUI*HM(1,1)-HI*HM(3,3)
      S31R=HUR*HM(1,2)-HR*HM(3,2)
      S31I=HUI*HM(1,2)-HI*HM(3,2)
      S32R=-HUR*HM(1,1)-HR*HM(3,3)
      S32I=-HUI*HM(1,1)-HI*HM(3,3)
      S33R=HGR+HR*HM(2,3)
      S33I=HGI+HI*HM(2,3)
C
      B=1.+S33R
      A=1./(B**2+S33I**2)
C
C     BERECHNUNG DER T-MATRIX
C
      T11R=-SI*A*(B*S31R+S31I*S33I)
      T11I=-SI*A*(B*S31I-S31R*S33I)
      T12R=SI*A*(B*S32R+S32I*S33I)
      T12I=SI*A*(B*S32I-S32R*S33I)
      T14R=A*(CO**2+B+B*S33R+S33I**2)
      T14I=A*(-CO**2*S33I+B*S33I-S33R*S33I)
      T31R=A*(B*S23R*S31R -B*S23I*S31I +S23R*S31I*S33I +S23I*S31R*S33I)
     1      -S21R
      T31I=A*(B*S23R*S31I+B*S23I*S31R-S23R*S31R*S33I+S23I*S31I*S33I)
     1      -S21I
      T32R=-A*(B*S23R*S32R -B*S23I*S32I +S23R*S32I*S33I +S23I*S32R*S33I)
     1      +CO**2 +S22R
      T32I=-A*(B*S23R*S32I+B*S23I*S32R-S23R*S32R*S33I+S23I*S32I*S33I)
     1      +S22I
      T34R=SI*A*(B*S23R+S23I*S33I)
      T34I=SI*A*(B*S23I-S23R*S33I)
      T41R=-A*(B*S13R*S31R-B*S13I*S31I+S13R*S31I*S33I+S13I*S31R*S33I)
     1      +1.+S11R
      T41I=-A*(B*S13R*S31I+B*S13I*S31R-S13R*S31R*S33I+S13I*S31I*S33I)
     1      +S11I
      T42R=A*(B*S13R*S32R-B*S13I*S32I+S13R*S32I*S33I+S13I*S32R*S33I)
     1      -S12R
      T42I=A*(B*S13R*S32I+B*S13I*S32R-S13R*S32R*S33I+S13I*S32I*S33I)
     1      -S12I
      T44R=-SI*A*(B*S13R+S13I*S33I)
      T44I=-SI*A*(B*S13I-S13R*S33I)
C
C     DIFFERNETIALGLEICHENGEN
C
 41   AUX(1)=T14I*Y(1)**2-T14I*Y(2)**2+2.*T14R*Y(1)*Y(2)-Y(3)*Y(6)
     1       -Y(4)*Y(5)+(T11I-T44I)*Y(1)+(T11R-T44R)*Y(2)-T41I
      AUX(2)=-T14R*Y(1)**2+T14R*Y(2)**2+2.*T14I*Y(1)*Y(2)+Y(3)*Y(5)
     1       -Y(4)*Y(6)-(T11R-T44R)*Y(1)+(T11I-T44I)*Y(2)+T41R
      AUX(3)=T14I*Y(1)*Y(3)+T14R*Y(1)*Y(4)+T14R*Y(2)*Y(3)-T14I*Y(2)*Y(4)
     1       -Y(3)*Y(8)-Y(4)*Y(7)-T12I*Y(1)-T12R*Y(2)-T44I*Y(3)
     2       -T44R*Y(4)+T42I
      AUX(4)=-T14R*Y(1)*Y(3)+T14I*Y(1)*Y(4)+T14I*Y(2)*Y(3)
     1       +T14R*Y(2)*Y(4)+Y(3)*Y(7)-Y(4)*Y(8)+T12R*Y(1)-T12I*Y(2)
     2       +T44R*Y(3)-T44I*Y(4)-T42R
      AUX(5)=T14I*Y(1)*Y(5)+T14R*Y(1)*Y(6)+T14R*Y(2)*Y(5)-T14I*Y(2)*Y(6)
     1       -Y(5)*Y(8)-Y(6)*Y(7)-T34I*Y(1)-T34R*Y(2)+T11I*Y(5)
     2       +T11R*Y(6)-T31I
      AUX(6)=-T14R*Y(1)*Y(5)+T14I*Y(1)*Y(6)+T14I*Y(2)*Y(5)
     1       +T14R*Y(2)*Y(6)+Y(5)*Y(7)-Y(6)*Y(8)+T34R*Y(1)-T34I*Y(2)
     2       -T11R*Y(5)+T11I*Y(6)+T31R
      AUX(7)=T14I*Y(3)*Y(5)+T14R*Y(3)*Y(6)+T14R*Y(4)*Y(5)-T14I*Y(4)*Y(6)
     1       -2.*Y(7)*Y(8)-T34I*Y(3)-T34R*Y(4)-T12I*Y(5)-T12R*Y(6)+T32I
      AUX(8)=-T14R*Y(3)*Y(5)+T41I*Y(3)*Y(6)+T14I*Y(4)*Y(5)
     1       +T14R*Y(4)*Y(6)+Y(7)**2-Y(8)**2+T34R*Y(3)-T34I*Y(4)
     2       +T12R*Y(5)-T12I*Y(6)-T32R
      RETURN
```

```
      END
```

```
C
      SUBROUTINE UMWAND ( NAME,FREQU,HNULL,LMAX,WINKEA,RA,RW,
     *                    R,H,PHI,MARKE )
C
C     ****************************************************
C     *                                                  *
C     *   BERECHNUNG VON  R  ,  H  UND  PHI(H)  FUER RAYSUM *
C     *                                                  *
C     ****************************************************
C
C     BEDEUTUNG DER PARAMETER
C     NAME                    NAME DES MODELLS
C     FREQU                   SENDERFREQUENZ IN KHZ
C     HNULL                   BEZUGSHOEHE IN KM FUER REFLXKOEFF
C     LMAX                    ANZAHL DER EINFALLSWINKEL
C     WINKEA                  EINFALLSWINKEL
C     RA,RW                   ZUGEHOERIGE REFLEXIONSKOEFFIZIENTEN
C     R                       BETRAEGE DER REFLXKOEFF IN ABST. VON 1 GR.
C     H                       TRIANGULATIONSHOEHEN IN ABST. VON 1 GRAD
C     PHI                     AUF  H BEZOG. PHASEN IN ABST. VON 1 GRAD
C
C     EINGABEDATEN            FALLS MARKE=1
C     1. KARTE                NAME DES MODELLS.
C     2. KARTE                FREQUENZ IN KHZ.
C                             BEZUGSHOEHE IN KM FUER DIE REFLEXKOEFF.
C                             ANZAHL DER EINFALLSWINKEL , FUER DIE
C                                REFLEXIONSKOEFFIZIENTEN BERECHNET SIND.
C     3. KARTE UND            EINFALLSWINKEL , BETRAEGE UND PHASEN DER
C     FOLGENDE                REFLEXIONSKOEFFIZIENTEN EINLESEN.
C
      REAL  LAGIN
      DIMENSION NAME(14)
      DIMENSION WINKEA(46),RA(46,4),RW(46,4),Y(46)
      DIMENSION ABSCI(91),ORDIN(91,4),ABLEIT(91,4)
      DIMENSION R(91,4),H(91,4),PHI(91,4)
C
      IGRAD=4
      IN=5
      IDRUCK=6
      DELTA=1.
      NZAHL=90./DELTA+1.1
C
      IF ( MARKE-1 )          11,12,11
 12   READ (IN,1001) NAME
 1001 FORMAT (13A6,A2)
      WRITE (IDRUCK,3000) NAME
 3000 FORMAT (1H0,10X,45HBERECHNUNG VON ARTHET,PHICOT,HCOT FUER RAYSUM/1
     *H ,10X,45H=-----------------------------------------//1H ,10X,7
     *HMODELL=,13A6,A2/1H ,10X,7H-------)
      READ ( IN,1002) FREQU,HNULL,LMAX
 1002 FORMAT (10X,F7.3,13X,F7.3,13X,I5)
      WRITE (IDRUCK,3330) HNULL
 3330 FORMAT (1H0,45HBEZUGSHOEHE FUER DIE REFLEXIONSKOEFFIZIENTEN=,F7.3)
      DO                          10 K=1,LMAX
      READ (IN,1003) WINKEA(K),RA(K,3),RA(K,2),RA(K,1),RA(K,4)
 1003 FORMAT (3X,F5.2,12X,4F15.8)
      READ (IN,1004) RW(K,3),RW(K,2),RW(K,1),RW(K,4)
 1004 FORMAT (20X,4F15.8)
 10   CONTINUE
```

```
      WRITE (IDRUCK,4002)
 4002 FORMAT (1H0,5HTHETA,11X,4HAR11,11X,4HAR21,11X,4HAR12,11X,4HAR22,11
     *X,4HWR11,11X,4HWR21,11X,4HWR12,11X,4HWR22)
      WRITE (IDRUCK,4003) (WINKEA(K),RA(K,3),RA(K,2),RA(K,1),RA(K,4),RW(
     *K,3),RW(K,2),RW(K,1),RW(K,4),K=1,LMAX)
 4003 FORMAT (F6.2,8F15.8)
C
  11  CONTINUE
      FAKTOR=75./(3.141593*FREQU)
      RA(LMAX,3)=1.
      RA(LMAX,4)=1.
      RA(LMAX,1)=0.
      RA(LMAX,2)=0.
      RW(LMAX,3)=180.
      RW(LMAX,4)=180.
C
      DO                          1 K=1,NZAHL
      ABSCI(K)=DELTA*FLOAT(K-1)
   1  CONTINUE
C
      DO                          2 I=1,4
      DO                          3 K=1,LMAX
      Y(K)=RA(K,I)
   3  CONTINUE
C
C     BETRAEGE IN ABSTAENDEN VON DELTA GRAD NACH LAGRANGE INTERPOLIEREN
C
      DO                          4 K=1,NZAHL
      R(K,I)=LAGIN ( ABSCI(K) , WINKEA , Y , LMAX , IGRAD )
   4  CONTINUE
C
      DO                          5 K=1,LMAX
      Y(K)=RW(K,I)
   5  CONTINUE
C
C     PHASENSPRUENGE KORRIGIEREN
C
      INDEXP=0
      INDEXM=0
      L1=LMAX-1
      DO                          30 K=1,L1
      K1=K+1
      IF ( Y(K1)-Y(K)+10. )       50,50,24
  50  INDEXP=INDEXP+1
      DO                          20 L=K1,LMAX
      Y(L)=Y(L)+360.
  20  CONTINUE
      GO TO                       30
  24  IF ( Y(K1)-Y(K)-350. )      30,30,51
  51  INDEXM=INDEXM-1
      DO                          21 L=K1,LMAX
      Y(L)=Y(L)-360.
  21  CONTINUE
  30  CONTINUE
C
      WRITE (IDRUCK,2000) I , INDEXP , INDEXM
 2000 FORMAT (1H0,6HPHASE(,I1,1H),5X,7HINDEXP=,I3,5X,7HINDEXM=,I3)
C
C     PHASE IN ABSTAENDEN VON DELTA GRAD NACH LAGRANGE INTERPOLIEREN
C     UND AN DIESEN STELLEN DIE 1. ABLEITUNG BILDEN
C
      DO                          60 K=1,NZAHL
      ORDIN(K,I)=LAGIN ( ABSCI(K) , WINKEA , Y , LMAX , IGRAD )
      ABLEIT(K,I)=DIFF1 ( ABSCI(K) , WINKEA , Y , LMAX , IGRAD )
  60  CONTINUE
```

```
C
C      GLEITENDER MITTELWERT DER ABLEITUNGEN UEBER 3 PUNKTE
       NZAHL1=NZAHL-1
       A=ABLEIT(1,I)
       DO                          61 K=2,NZAHL1
       B=ABLEIT(K,I)
       ABLEIT(K,I)=(A+B+ABLEIT(K,I))/3.
       A=B
 61    CONTINUE
       ABLEIT(1,I)=ABLEIT(2,I)
       ABLEIT(NZAHL,I)=ABLEIT(NZAHL1,I)
C
C      BERECHNUNG DER TRIANGULATIONSHOEHE UND DER DARAUF BEZOG. PHASE
C
       DO                          110 K=1,NZAHL
       IF ( K-1 )                  6,6,111
 6     H(K,I)=0.
       PHI(K,I)=0.
       GOTO                        7
 111   THETAB=ABSCI(K)*3.141593/180.
       SI=SIN(THETAB)
       CO=COS(THETAB)
       CTG=CO/SI
       H(K,I)=HNULL+FAKTOR*ABLEIT(K,I)/SI
       PHIH=ORDIN(K,I)+CTG*ABLEIT(K,I)*57.29578
       PHI(K,I)=PHIH-(INDEXP+INDEXM)*360.
 7     ORDIN(K,I)=ORDIN(K,I)-(INDEXP+INDEXM)*360.
 110   CONTINUE
 2     CONTINUE
C
       WRITE (IDRUCK,1012)
 1012  FORMAT (1H0,15X,5HTHETA,7X,3HH11,5X,5HPHI11,7X,3HH12,5X,5HPHI21,7X
      *,3HH21,5X,5HPHI21,7X,3HH22,5X,5HPHI22)
       DO                          119 K=1,NZAHL,2
       I=NZAHL+1-K
       WRITE (IDRUCK,1011) ABSCI(I),H(I,3),PHI(I,3),H(I,1),PHI(I,1),H(I,2
      *),PHI(I,2),H(I,4),PHI(I,4)
 1011  FORMAT (1H ,F20.2,8F10.1)
 119   CONTINUE
C
C
C      BETRAEGE DER REFLEX.KOEFF. PLOTTEN
C
       WRITE (IDRUCK,2308)
 2308  FORMAT (1H1,8HBETRAEGE,5X,4H3=PP,5X,4H1=PS,5X,4H2=SP,5X,4H4=SS)
       WRITE (IDRUCK,3002) NAME
 3002  FORMAT (1H0,7HMODELL=,13A6,A2///)
       CALL                        SDPLOT ( ABSCI , R , NZAHL , 0. , 1. )
C
C      PHASEN PLOTTEN
C
       WRITE (IDRUCK,2305)
 2305  FORMAT (1H1,6HPHASEN)
       WRITE (IDRUCK,3002) NAME
       CALL                        SDPLOT (ABSCI,ORDIN,NZAHL,-1600. , 400.)
C
C      ABLEITUNGEN DER PHASEN PLOTTEN
C
       WRITE (IDRUCK,2304)
 2304  FORMAT (1H1,33HABLEITUNGEN DER PHASEN NACH THETA)
       WRITE (IDRUCK,3002) NAME
       CALL                        SDPLOT (ABSCI,ABLEIT,NZAHL,-100.,100.)
C
C      TRIANGULATIONSHOEHEN PLOTTEN
C
```

```
      WRITE (IDRUCK,2309)
 2309 FORMAT (1H1,20HTRIANGULATIONSHOEHEN)
      WRITE (IDRUCK,3002) NAME
      CALL                    SDPLOT ( ABSCI,H,NZAHL, 0. , 200. )
C
C     PHI ( HTR )  PLOTTEN
C
      WRITE (IDRUCK,2409)
 2409 FORMAT (1H1,35HPHI BEZOGEN AUF TRIANGULATIONSHOEHE)
      WRITE (IDRUCK,3002) NAME
      CALL                    SDPLOT (ABSCI,PHI,NZAHL, -1000. , 1000. )
      RETURN
      END
C
C     INTERPOLATION NACH LAGRANGE
C     ---------------------------
C
      REAL FUNCTION           LAGIN (XZW,XARRAY,YARRAY,NXY,IGRAD )
C
C     BEDEUTUNG DER PARAMETER
C     XZW    =ZWISCHENWERT , FUER DEN INTERPOLIERT WERDEN SOLL
C     XARRAY= X-KOORDINATEN DER STUETZSTELLEN
C     YARRAY= Y-KOORDINATEN DER STUETZSTELLEN
C     NXY    = ANZAHL DER STUETZSTELLEN (KLEINER/GLEICH 100)
C     IGRAD = GRAD DES INTERPOLATIONS-POLYNOMS (KLEINER/GLEICH 9)
C
      DIMENSION XARRAY(100),YARRAY(100)
      DIMENSION X(10),Y(10),A(10),B(10),C(10)
C
      IGRAD1=IGRAD+1
      IUNT=IGRAD-IGRAD/2
      IOBN=IGRAD/2
C
  1   DO                      2 I=1,NXY
      IF ( XZW-XARRAY(I) )    3,100,2
  100 LAGIN=YARRAY(I)
      RETURN
C
  2   CONTINUE
      MITTE=NXY
      GOTO                    4
  3   MITTE=I
  4   IF ( (MITTE-IUNT)-1 )   5,5,6
  5   MITTE=1+IUNT
      GOTO                    8
  6   IF ( (MITTE+IOBN)-NXY ) 8,8,7
  7   MITTE=NXY-IOBN
  8   NANF=MITTE-IUNT
      NEND=NANF+IGRAD1
C
      DO                      9 I=1,IGRAD1
      NN=NANF+(I-1)
      X(I)=XARRAY(NN)
      Y(I)=YARRAY(NN)
      A(I)=XZW-X(I)
      B(I)=1.
      C(I)=1.
  9   CONTINUE
C
      DO                      10 I=1,IGRAD1
```

```
      DO                          10 J=1,IGRAD1
      IF ( I-J )                  11,10,11
 11   B(I)=B(I)*(X(I)-X(J))
      C(I)=C(I)*A(J)
 10   CONTINUE
C
      SUMME=0.
      DO                          12 I=1,IGRAD1
      SUMME=SUMME+C(I)*Y(I)/B(I)
 12   CONTINUE
      LAGIN=SUMME
      RETURN
      END



C
C     ERSTE ABLEITUNG BILDEN ( LAGRANGE-POLYNOM )
C     -------------------------------------------
C
      FUNCTION                    DIFF1 ( XZW,XARRAY,YARRAY,NXY,IGRAD )
C
C     BEDEUTUNG DER PARAMETER
C     XZW    = ZWISCHENWERT , FUER DEN 1. ABLEITUNG GEBILDET WIRD
C     XARRAY= X-KOORDINATEN DER STUETZSTELLEN
C     YARRAY= Y-KOORDINATEN DER STUETZSTELLEN
C     NXY    = ANZAHL DER STUETZSTELLEN (KLEINER/GLEICH 100)
C     IGRAD = GRAD DES INTERPOLATIONS-POLYNOMS (KLEINER/GLEICH 9)
C
      DIMENSION XARRAY(100),YARRAY(100)
      DIMENSION X(10),Y(10),A(10),B(10),D(10)
      IGRAD1=IGRAD+1
      IUNT=IGRAD-IGRAD/2
      IOBN=IGRAD/2
C
 1    DO                          2 I=1,NXY
      IF ( XZW-XARRAY(I) )        3,3,2
 2    CONTINUE
      MITTE=NXY
      GOTO                        4
 3    MITTE=I
 4    IF ( (MITTE-IUNT)-1 )       5,5,6
 5    MITTE=1+IUNT
      GOTO                        8
 6    IF ( (MITTE+IOBN)-NXY )     8,8,7
 7    MITTE=NXY-IOBN
 8    NANF=MITTE-IUNT
      NEND=NANF+IGRAD1
C
      DO                          9 I=1,IGRAD1
      NN=NANF+(I-1)
      X(I)=XARRAY(NN)
      Y(I)=YARRAY(NN)
      A(I)=XZW-X(I)
      B(I)=1.
 9    CONTINUE
C
      DO                          10 I=1,IGRAD1
      DO                          10 J=1,IGRAD1
      IF ( I-J )                  11,10,11
 11   B(I)=B(I)*(X(I)-X(J))
 10   CONTINUE
C
```

```
      DO                          100 I=1,IGRAD1
      SUMME=0.
      DO                          200 K=1,IGRAD
      PROD=1.
      DO                          300 J=1,IGRAD1
      IF ( J-I )                  301,300,301
  301 IF ( K-I )                  304,303,303
  303 IF ( J-(K+1) )              302,300,302
  304 IF ( J-K )                  302,300,302
  302 PROD=PROD*A(J)
  300 CONTINUE
      SUMME=SUMME+PROD
  200 CONTINUE
      D(I)=SUMME
  100 CONTINUE
C
      SUMME=0.
      DO                          12 I=1,IGRAD1
      SUMME=SUMME+D(I)*Y(I)/B(I)
   12 CONTINUE
      DIFF1=SUMME
      RETURN
      END




C
C     REFLEXIONSKOEFF. U. DIE DARAUS ABGELEITETEN GROESSEN PLOTTEN
C
      SUBROUTINE                  SDPLOT (ABSCI , Y , N , RMIN , RMAX)
C
C     VIER KURVEN GLEICHER PUNKTANZAHL IN EINEM BILD DARSTELLEN
C
C     BEDEUTUNG DER PARAMETER
C     ABSCI(K)                    ABSZISSENWERTE
C     Y(K,I=1...4)                ORDINATENWERTE DER VIER FUNKTIONEN
C     N                           ANZAHL D. ORDINATENWERTE EINER FUNKTION
C     RMIN                        MINIMALER ORDINATENWERT
C     RMAX                        MAXIMALER ORDINATENWERT
C
      DIMENSION ABSCI(N),Y(N,4),IND(4),ZEILE(101)
      DATA BLANK,RMINUS,STRICH,EINS,ZWEI,DREI,VIER/1H ,1H-,1HI,1H1,1H2,1
     *H3,1H4/
C
      IDRUCK=6
      WRITE (IDRUCK,1000)
 1000 FORMAT (7X,1H0,9X,1H1,9X,1H2,9X,1H3,9X,1H4,9X,1H5,9X,1H6,9X,1H7,9X
     *,1H8,9X,1H9,9X,2H10)
C
      DO                          1 I=1,N,2
C
      DO                          2 K=1,101
      IF ( I-1 )                  3,3,4
    3 ZEILE(K)=RMINUS
      GOTO                        2
    4 IF ( I-N )                  5,3,3
    5 ZEILE(K)=BLANK
    2 CONTINUE
      ZEILE(1)=STRICH
      ZEILE(101)=STRICH
C
      DO                          6 K=1,4
      IND(K)=100.*(Y(I,K)-RMIN)/(RMAX-RMIN)+1.5
```

```
      IF ( IND(K) )                7,7,8
 7    IND(K)=1
      GOTO                         6
 8    IF ( IND(K)-101 )            6,6,9
 9    IND(K)=101
 6    CONTINUE
C
      I1=IND(1)
      I2=IND(2)
      I3=IND(3)
      I4=IND(4)
      ZEILE(I2)=ZWEI
      ZEILE(I1)=EINS
      ZEILE(I4)=VIER
      ZEILE(I3)=DREI
      WRITE (IDRUCK,2000) ABSCI(I) , ZEILE
 2000 FORMAT (F5.1,2X,101A1)
 1    CONTINUE
C
      WRITE (IDRUCK,1000)
      DELTA=(RMAX-RMIN)/100.
      WRITE (IDRUCK,3000) RMIN , RMAX , DELTA
 3000 FORMAT (1H0,4HMIN=,F10.2,10X,4HMAX=,F10.2,10X,6HDELTA=,F10.2)
      RETURN
      END




C
C     KORREKTURFAKTOREN FUER BODENWELLE
C     ---------------------------------
C
      SUBROUTINE        BODENW (FREQU,RNULL,RHO,SIGMA,WAMPLI,WPHASE)
      REAL NNULL
C
C     BEDEUTUNG DER PARAMETER
C     FREQU   = SENDERFREQUENZ IN KHZ
C     RNULL   = (EFFEKTIVER) ERDRADIUS IN KM
C     RHO     = SENDERENTFERNUNG IN KM
C     SIGMA   = BODENLEITFAEHIGKEIT IN A/(VM)
C     WAMPLI  = BETRAG DES RESULTIERENDEN KORREKTURFAKTORS FUER BODENW.
C     WPHASE  = PHASE (RADIAN) DES RESULTIERENDEN KORREKTURFAKTORS FUER
C               DIE BODENWELLE
C
C
C     EINFLUSS DER ENDLICHEN LEITFAEHIGKEIT AUF BODENWELLE
C
      BETA=8.854*(2.*3.141593*FREQU)**2*RHO/(6.*SIGMA)*1.E-11
      WNULL=(2.+0.3*BETA)/(2.+BETA+0.6*BETA**2)
      F=3.141593*(1.4+BETA)*SQRT(BETA)
      G=2.5+SQRT(BETA)+SQRT(BETA**3)
      PHINUL=F/G
C
C     EINFLUSS DER ERDKRUEMMUNG AUF BODENWELLE
C
      RERDE2=(RNULL/1000.)**2
      A=62.83186*FREQU/(3.*RERDE2)
      B=ALOG(A)/3.
      C=EXP(B)
      X=RHO*C*1.E-03
      D=-0.347*X**1.27
      NNULL=EXP(D)
      PSINUL=3.141593*(0.141*X-0.0833*X**4/(1.+X**4))
```

```
C
C     RESULTIERENDER KORREKTURFAKTOR FUER DIE BODENWELLE
C
      WAMPLI=WNULL*NNULL
      WPHASE=-(PHINUL+PSINUL)
C
      RETURN
      END
C
C
C     GRAPHISCHE DARSTELLUNG DER EMPFANGSFELDSTAERKE ALS FUNKTION DER
C     ---------------------------------------------------------------
C     SENDERENTFERNUNG ( NACH BETRAG UND PHASE )
C     -----------------------------------------
C
      SUBROUTINE AUPLOT ( NR1 , ABSORV , XA , XE , NS , F , NM , ABSCI ,
     *                    NABS , YA , YE )
C
C     SCHNELLDRUCKER-PLOT EINER FUNKTION MIT AEQUIDISTANTEN
C     ABSZISSEN-WERTEN
C
C     BEDEUTUNG DER PARAMETER
C     NR1    = KENNZEICHNUNG DER DARZUSTELLENDEN WERTE
C     ABSORV = NAME DES MODELLS
C     XA     = ERSTER  ABSZISSENWERT
C     XE     = LETZTER ABSZISSENWERT
C     NS     = LAENGE DER ABSZISSE = ANZAHL DER DRUCKZEILEN
C            = GANZZAHLIGES VIELFACHES DER ANZAHL DER ORDINATENWERTE
C     F      = ORDINATENWERTE = FUNKTIONSWERTE
C     NM     = ANZAHL DER ORDINATENWERTE
C     ABSCI  = ZAHLEN ZUR BESCHRIFTUNG DER ABSZISSE
C     NABS   = ANZAHL DER ZAHLEN ZUR BESCHRIFTUNG DER ABSZISSE
C            = ANZAHL DER TEILUNGSSTRICHE AN DER ABSZISSE
C     YA     = KLEINSTER ORDINATENWERT
C     YE     = GROESSTER ORDINATENWERT
C              SETZT MAN YA = YE = 0 , DANN WIRD MINIMUM UND MAXIMUM
C              VOM PROGRAMM ERRECHNET
C
      INTEGER ORDV , ORD , SPAL , SPALT
      DIMENSION SPALTE (121),ABSCI(NABS),F(NM),ORD(7),ABSORV(14)
      DATA BLANK,STERN,PLUS,STRICH,CHARI/1H ,1H*,1H+,1H-,1HI/
C
      INTABS=(NS-1)/(NABS-1)
      INT1=(NS-1)/(NM-1)
      M1=0
      XDIFF=XE-XA
      IF ( ABS(XDIFF) .LT. 1.E-6 )          GOTO  360
 10   IF ( ABS(XDIFF) . GE . 5. )           GOTO   20
      XE=XE*10.
      XA=XA*10.
      M1=M1-1
      GOTO                        10
 20   ABSIN=XDIFF/FLOAT(NABS-1)
      ABSV=XA-ABSIN
      DO                          30 I=1,NABS
      ABSV=ABSV+ABSIN
      ABSCI(I)=ABSV
 30   CONTINUE
      M2=0-M1
C
      IF ( YA )                   50,31,50
```

```
 31   IF ( YE )                  50,32,50
 32   FMAX=F(1)
      FMIN=F(1)
      DO                         40 I=2,NM
      IF ( F(I) .GT. FMAX )      FMAX=F(I)
      IF ( F(I) .LT. FMIN )      FMIN=F(I)
 40   CONTINUE
      GOTO                       60
 50   FMAX=YE
      FMIN=YA
 60   DELTAF=FMAX-FMIN
      IF ( ABS(DELTAF) .LT. 1.E-6 )        GOTO  370
      J=0
 70   IF ( DELTAF .LE. 25.125 )            GOTO   80
      DELTAF=DELTAF/10.
      J=J-1
      GOTO                       70
 80   IF ( DELTAF .GT. 2.5125 )            GOTO   90
      DELTAF=DELTAF*10.
      J=J+1
      GOTO                       80
 90   FAKTOR=10.**J
      MULT1=1
      IF ( FMIN .LT. 0. )        MULT1=2
      MINF=FMIN*FAKTOR
      IF ( DELTAF .LE. 5.025 )GOTO  100
      IF ( DELTAF .LE. 10.05) GOTO  110
      MULT=5
      GOTO                       120
100   MULT=1
      GOTO                       120
110   MULT=2
120   IZAHL=MINF/MULT
      ORDV=(IZAHL-MULT1)*MULT
      DO                         130 L=1,7
      ORD(L)=ORDV+MULT*L
130   CONTINUE
C
160   WRITE (6,2000) ABSORV
2000  FORMAT (1H1,7HMODELL=,13A6,A2)
      WRITE (6,2001) NR1 , XA , M1 , XE , M1 , ORD
2001  FORMAT (1H ,9HFUNKTION ,A6,5X,5H VON ,F6.0,5H*10**,I3,3X,3HBIS,F6.
     *0,5H*10**,I3//(1X,I6,6I20))
C
      ORMIN=FLOAT( ORD(1) )/FAKTOR
      ORMAX=FLOAT( ORD(7) )/FAKTOR
      DIFF=(ORMAX-ORMIN)/120.
190   DO                         330 L=1,NS
      L1=L-1
      SPALTE(1)=CHARI
      SPALTE(121)=CHARI
      IS=1
      IF ( MOD(L1,INTABS) .NE. 0 )         GOTO  200
      IS=2
      N=L1/INTABS+1
      SPAL=ABSCI(N)
      SPALTE(1)=PLUS
      SPALTE(121)=PLUS
      SPALT=ABSCI(N)
      IS1=1
200   IF ( L .EQ. 1 )            GOTO  210
      IS1=2
      IF ( L .NE. NS )           GOTO  240
210   DO                         220 I=1,121
      SPALTE(I)=STRICH
```

```
 220  CONTINUE
      DO                          230 I=1,121,20
      SPALTE(I)=PLUS
 230  CONTINUE
 240  IF ( MOD(L1,INT1) .NE. 0 )          GOTO  260
      M=L1/INT1+1
 250  K=( F(M)-ORMIN )/DIFF+1.5
      IF ( K .LT. 1 )             K=1
      IF ( K .GT. 121 )           K=121
      SPALTE(K)=STERN
 260  GOTO                        (310,270),IS
C
 270  WRITE (6,3000) SPAL , SPALTE , SPALT
 3000 FORMAT (1X,I4,1X,121A1,I4)
C
      GOTO                        (280,300),IS1
 280  DO                          290 I=1,121
      SPALTE(I)=BLANK
 290  CONTINUE
 300  SPALTE(K)=BLANK
      GOTO                        330
C
 310  WRITE (6,4000) SPALTE
 4000 FORMAT (6X,121A1,4X)
C
      GOTO                        (280,300),IS1
 330  CONTINUE
C
 350  WRITE (6,5000) ORD , M2 , J
 5000 FORMAT (1X,I6,6I20/11X,37HABSZISSENWERTE MULTIPLIZIERT MIT 10**,I3
     *,10X,37HORDINATENWERTE MULTIPLIZIERT MIT 10**,I3)
      RETURN
C
 360  WRITE (6,6000) ABSORV , NR1
 6000 FORMAT (1H1,10X,15HFEHLERNACHRICHT//1H ,10X,7HMODELL=,13A6,A2/1H ,
     *10X,14HFUER FUNKTION ,A6,47H WURDE EIN FALSCHER ABSZISSENBEREICH V
     *ORGEGEBEN)
      RETURN
C
 370  WRITE (6,7000) ABSORV , NR1 , FMIN
 7000 FORMAT (1H1,7HMODELL=,13A6,A2/1H0,13HDIE FUNKTION ,A6,25H HAT DEN
     *KONSTANTEN WERT ,E15.8)
C
      RETURN
      END
```

## Lebenslauf

Am 30. September 1939 wurde ich als erstes von zwei Kindern des Bundesbahnbetriebsmeisters Georg Degenhardt und seiner Frau Hedwig, geb. Hörschelmann, in Kassel geboren.

In Kassel besuchte ich von 1946 bis 1950 die Volksschule und anschließend das Städt. Realgymnasium. Im April 1952 zogen wir um nach Hann. Münden. Dort besuchte ich das Neusprachliche und Math.-Nat. Gymnasium für Jungen und bestand am 6.3.59 das Abitur.

Im Sommersemester 1959 begann ich das Physikstudium an der Georg-August-Universität in Göttingen. Am 25.2.1964 legte ich das Vordiplom ab und am 28.7.1966 das Hauptdiplom in Physik. Meine Diplomarbeit mit dem Titel "Polarisationspeilfehler im Längstwellenbereich" fertigte ich am Max-Planck-Institut für Aeronomie in Lindau/Harz unter Prof. Ehmert an.

Seit dem 1.8.1966 bin ich wissenschaftlicher Mitarbeiter am Max-Planck-Institut für Aeronomie, Institut für Stratosphärenphysik, in Lindau/Harz.